

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

# DIPLOMSKI RAD

**Matija Hranilović**

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

# **DIPLOMSKI RAD**

Mentor:

dr. sc. Nenad Ferdelji, dipl. ing.

Student:

Matija Hranilović

Zagreb, 2018.

Izjavljujem da sam ovaj rad izradio samostalno koristeći znanja stečena tijekom studija i navedenu literaturu.

Zahvaljujem se svom mentoru, dr. sc. Nenadu Ferdeljiju, na stručnoj pomoći i strpljenju tijekom izrade završnog rada. Također se zahvaljujem svojoj obitelji, kolegama i prijateljima na podršci tijekom studija.

Matija Hranilović



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
**FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE**



Središnje povjerenstvo za završne i diplomske ispite  
Povjerenstvo za diplomske ispite studija strojarstva za smjerove:  
procesno-energetski, konstrukcijski, brodostrojarški i inženjersko modeliranje i računalne simulacije

Sveučilište u Zagrebu
Fakultet strojarstva i brodogradnje
Datum 11-07-2018 Prilog
Klasa: 602-04/18-6/3
Ur. broj: 15-1403-18-282

## DIPLOMSKI ZADATAK

Student: **Matija Hranilović**

Mat. br.: 0035190949

Naslov rada na hrvatskom jeziku: **Rekonstrukcija jednostupanjske uparne stanice**

Naslov rada na engleskom jeziku: **Single effect evaporation plant retrofit**

Opis zadatka:

U postojećem jednostupanjskom uparivaču mlijeka za proizvodnju jogurta, tehničkih karakteristika navedenih u Tablici 1, uparivanje sirovine se vrši direktno pogonskom parom. Radi uštede energije, valja razmotriti uvođenje mlaznog termokompresora u postrojenje koji bi radio sa suhozasićenom pogonskom parom 6 bar.

Tablica 1. Tehničko-tehnološke karakteristike postojeće uparne stanice

Ulazni maseni protok:	kg/h	7000
Ulazna maseni udio suhe tvari:	% s.t.	8
Izlazni maseni udio suhe tvari	% s.t.	13
Temperatura isparivanja	°C	50
Temperatura kondenzacije	°C	65
Dimenzije cijevi uparivača	mm	Ø 34 x 1,25 x 3000
Broj cijevi uparivača	-	265

U sklopu rada potrebno je:

- prikazati teorijsku podlogu principa rada mlaznog termokompresora
- za postojeće temperaturne režime, odrediti stupanj upijanja prema barem dva različita proračuna, dostupna u literaturi
- prema odabranom proračunu dimenzionirati mlazni termokompresor za postojeću uparnu stanicu
- za tako dimenzionirani mlazni termokompresor, analizirati promjenu stupnja upijanja za različite temperaturne režime uparivanja mlijeka u postojećoj uparnoj stanici
- izraditi sklopni crtež dimenzioniranog mlaznog termokompresora

U radu je potrebno navesti korištenu literaturu i eventualno dobivenu pomoć.

Zadatak zadan:

Datum predaje rada:

Predviđeni datum obrane:

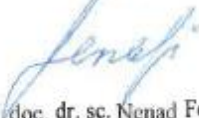
3. svibnja 2018.

5. srpnja 2018.

11., 12. i 13. srpnja 2018.

Zadatak zadao:

Predsjednica Povjerenstva:



doc. dr. sc. Nenad Ferdelji

  
Prof. dr. sc. Tanja Jurčević Lulić

## SADRŽAJ

SADRŽAJ .....	I
POPIS SLIKA .....	III
POPIS TABLICA.....	IV
POPIS TEHNIČKE DOKUMENTACIJE .....	V
POPIS OZNAKA .....	VI
SAŽETAK.....	VIII
SUMMARY .....	IX
1. UVOD .....	1
1.1. Primjena ejektora .....	2
1.2. Teorijska pozadina.....	3
1.2.1. Izentropsko strujanje .....	3
1.2.2. Udarni val .....	7
1.2.3. Ovisnost promjene površine poprečnog presjeka o promjeni brzine strujanja ..	10
1.3. Princip rada.....	12
2. METODE PRORAČUNA.....	14
2.1. Literatura [1] – proračuni 1) .....	15
2.2. Literatura [2] – proračuni 2) i 3).....	17
2.2.1. Proračun de Lavalove mlaznice .....	18
2.2.2. Proračun difuzora .....	20
2.2.3. Proračun komore miješanja.....	21
2.2.3.1. Model miješanja pri konstantnom tlaku .....	21
2.2.3.2. Model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka.....	23
2.3. Dodatne jednadžbe .....	25
3. REZULTATI PRORAČUNA .....	27
3.1. Proračun uparne stanice.....	27
3.2. Proračun ejektora .....	30
3.2.1. Rubni uvjeti .....	30
3.2.2. Dodatni ulazni podaci.....	30
3.2.3. Postupak provođenja proračuna .....	32
3.2.4. Rezultati proračuna .....	35
4. ANALIZA RADA EJEKTORA.....	39

4.1. Konačne dimenzije ejektora .....	39
4.2. Analiza utjecaja promjene izentropskog stupnja djelovanja mlaznice $\eta_n$ .....	39
4.3. Proračun promjene stupnja upijanja za različite temperaturne režime.....	40
4.3.1. Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja .....	41
4.3.2. Promjena temperaturnog režima varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare .....	43
5. ZAKLJUČAK .....	46
LITERATURA.....	47
PRILOZI.....	48

## POPIS SLIKA

Slika 1.	Mlazna pumpa [2] .....	1
Slika 2.	Plinski ejektor [2] .....	1
Slika 3.	Kontrolni volumen (izentropsko strujanje) [4] .....	3
Slika 4.	Kontrolni volumen (udarni val) [4] .....	8
Slika 5.	Podzvučno strujanje [2] .....	11
Slika 6.	Nadzvučno strujanje [2] .....	11
Slika 7.	Promjena tlakova i brzina kroz ejektor [1] .....	12
Slika 8.	De Lavalova mlaznica [2] .....	18
Slika 9.	Difuzor [2] .....	20
Slika 10.	Model miješanja pri konstantnom tlaku [2] .....	21
Slika 11.	Model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka [2] .....	24
Slika 12.	Shema uparne stanice [3] .....	27
Slika 13.	Izentropski eksponent pare [8] .....	31
Slika 14.	Postupak provođenja proračuna 1) .....	32
Slika 15.	Postupak provođenja proračuna 2) .....	33
Slika 16.	Postupak provođenja proračuna 3) .....	34
Slika 17.	Omjer površina izlaznog presjeka mlaznice i presjeka grla mlaznice .....	37
Slika 18.	Dijagramski prikaz utjecaja promjene izentropskog stupnja djelovanja mlaznice $\eta_n$ prema proračunu 1) .....	40
Slika 19.	Postupak provođenja proračuna promjene $S$ za različite temperaturne režime .....	41
Slika 20.	Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja .....	42
Slika 21.	Ovisnost stupnja upijanja ejektora $S$ o kompresijskom omjeru $Cr$ .....	43
Slika 22.	Promjena temperaturnog režima varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare .....	44
Slika 23.	Ovisnost stupnja upijanja ejektora $S$ o ekspanzijskom omjeru $Cr$ .....	45

## POPIS TABLICA

Tablica 1.	Ulazni podaci za proračun uparne stanice .....	27
Tablica 2.	Entalpije pogonske pare, supare i kondenzata .....	29
Tablica 3.	Rubni uvjeti za proračun ejektora .....	30
Tablica 4.	Usporedba rezultata proračuna 1) i 2) .....	35
Tablica 5.	Dimenzije ejektora prema proračunima 1) i 2) .....	36
Tablica 6.	Usporedba rezultata proračuna 2) i 3) .....	38
Tablica 7.	Dimenzije ejektora prema proračunima 2) i 3) .....	38
Tablica 8.	Konačne dimenzije ejektora .....	39
Tablica 9.	Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja .....	42
Tablica 10.	Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja .....	44



## **POPIS TEHNIČKE DOKUMENTACIJE**

1-2018 - Ejektor

## POPIS OZNAKA

Oznaka	Jedinica	Opis
$a$	m/s	Brzina zvuka
$A$	m <sup>2</sup>	Površina poprečnog presjeka
$c$	J/kgK	Specifični toplinski kapacitet nestlačivih tvari
$C$	Pa m <sup>3</sup> kg <sup>-1</sup>	Integracijska konstanta
$c_p$	J/kgK	Specifični toplinski kapacitet pri konstantnom tlaku
$Cr$	-	Kompresijski omjer ejektora
$d$	m	Promjer
$Er$	-	Ekspanzijski omjer ejektora
$h$	J/kg	Specifična entalpija
$L$	m	Duljina
$M$	-	Machov broj
$M$	kg/mol	Molarna masa
$p$	Pa	Tlak
$q_m$	kg/s	Maseni protok
$R$	J/kgK	Plinska konstanta
$R_m$	J/molK	Univerzalna plinska konstanta
$s$	J/kgK	Specifična entropija
$S$	-	Stupanj upijanja ejektora
$T$	K	Temperatura
$w$	m/s	Brzina strujanja
$\alpha$	°	Kut nagiba
$\alpha$	-	Pomoćni parametar definiran jednadžbom (2.41)
$\varepsilon$	-	Iteracijski parametar
$\eta$	-	Izentropski stupanj djelovanja
$\vartheta$	°C	Temperatura
$\kappa$	-	Izentropski eksponent
$\xi$	%	Maseni udio suhe tvari
$\xi$	-	Pomoćni parametar definiran jednadžbom (2.30)
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Gustoća
$\psi$	-	Pomoćni parametar definiran jednadžbom (2.31)

**Indeksi**

<b>Oznaka</b>	<b>Opis</b>
0	Stanje mirovanja
1	Presjek ejektora 1
(1)	Proračun 1)
2	Presjek ejektora 2
(2)	Proračun 2)
3	Presjek ejektora 3
(3)	Proračun 3)
4	Presjek ejektora 4
*	Kritično područje
A	Sekcija ejektora s konst. površinom poprečnog presjeka
a	Ugušćena topina
d	Difuzor
g	Izlaz iz ejektora
i	Isparivanje
k	Kondenzacija
km	Komora miješanja
m	Mješavina primarne i sekundarne struje fluida
n	Mlaznica
p	Primarna struja fluida
r	Svježa otopina
s	Sekundarna struja fluida
st	Suha tvar
uk	Usisna komora
w	Voda
w	Supara

## **SAŽETAK**

U sklopu diplomskog rada opisana je primjena mlaznog termokompresora - ejektora u jednostupanjskom uparivaču mlijeka za proizvodnju jogurta. Ejektor se u proces uvodi radi termokompresije supare. Također je opisana i teorijska podloga principa rada ejektora. U nastavku rada provedena su i detaljno analizirana tri različita tipa proračuna ejektora prema literaturi. Prema odabranom proračunu dimenzioniran je ejektor za postojeću uparnu stanicu. Za tako dimenzionirani ejektor, provedena je analiza promjene stupnja upijanja za različite temperaturne režime isparivanja i kondenzacije. Na kraju je izrađen sklopni crtež ejektora.

Ključne riječi: uparivač mlijeka, ejektor, izentropsko strujanje, udarni val, stupanj upijanja ejektora

## **SUMMARY**

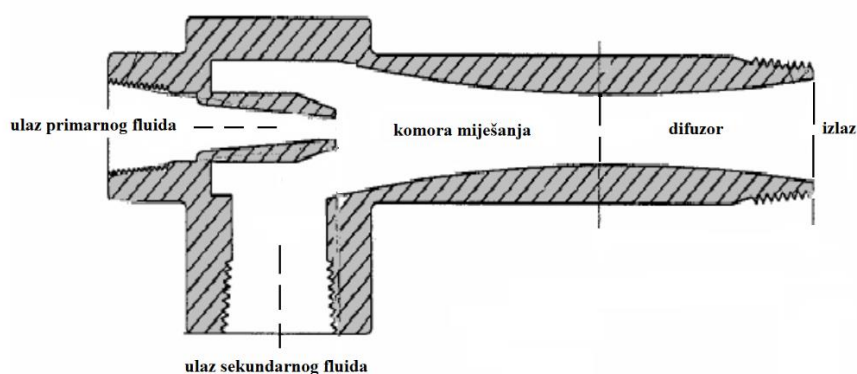
In this graduate thesis, application of steam jet ejectors used in milk evaporators is described. Ejectors are used in evaporation process to compress vapor. Theoretical background of ejector work principles is given. Furthermore, ejector dimensions are derived by using three different calculation methods. Analysis and comparison of calculation methods is also conducted. Final ejector dimensions are derived according to the chosen calculation method for existing evaporation plant. Variation of the entrainment ratio values depending on the variation in temperature regimes is also analyzed. The thesis contains an assembly drawing of ejector.

Key words: milk evaporator, ejector, isentropic flow, shock wave, entrainment ratio

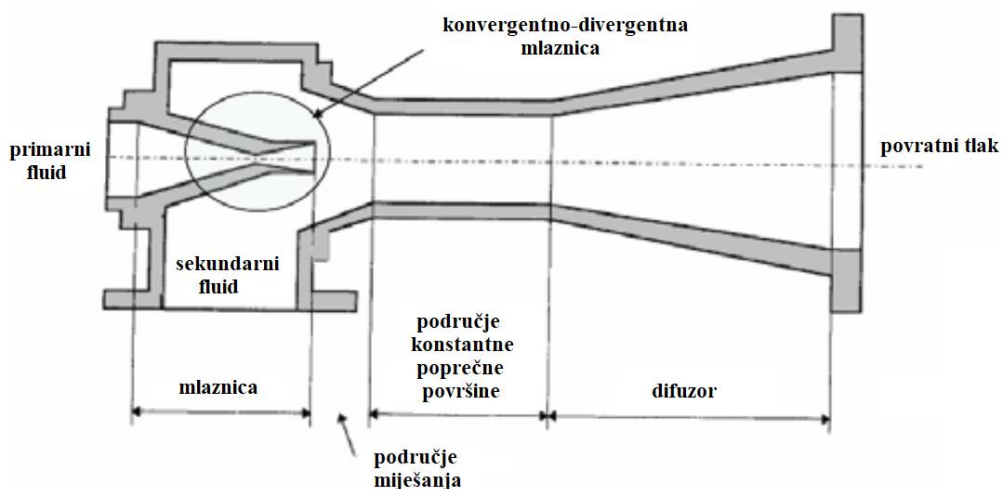
## 1. UVOD

Ejektori su uređaji koji služe kako bi se prijenosom energije i impulsa induciralo strujanje sekundarnog fluida pomoću mlaza primarnog fluida velike brzine. Mogu biti pogonjeni nestlačivim fluidima (kapljevinama) te ih tada još nazivamo i mlaznim pumpama ili eduktorima. S druge strane, mogu biti pogonjeni i stlačivim fluidima (plinovima i parama). Osnovna je razlika između ova dva modela, osim agregatnog stanja u kojem se fluid nalazi, pojava nadzvučnog strujanja kod ejektora pogonjenih plinovima i parama. Nadzvučno strujanje omogućuje bolji prijenos energije i impulsa s primarnog na sekundarni fluid. [2]

Slike u nastavku prikazuju tipični presjek mlazne pumpe [Slika 1] i plinskog ejektora [Slika 2].



Slika 1. Mlazna pumpa [2]



Slika 2. Plinski ejektor [2]

## 1.1. Primjena ejektora

Ejektori imaju raznoliku primjenu u rashladnoj tehnici, klimatizaciji, postrojenjima za desalinizaciju, rafinerijama nafte te općenito u petrokemijskoj i kemijskoj industriji. Ejektore nalazimo kao sastavne dijelove u destilacijskim kolonama, procesima kondenzacije i ostalim procesima izmjene topline. [1]

Ejektori primjenu nalaze i u procesima uparivanja. Ovaj rad bavit će se primjenom ejektora u jednostupanjskom uparivaču mlijeka za proizvodnju jogurta. Ejektor se u proces uvodi radi termokompresije supare s ciljem uštede energije. Iz ejektora izlazi komprimirana para većeg tlaka od tlaka supare na ulazu u ejektor. Para takvog stanja može poslužiti kao ogrjevna para za uparivanje otopine. Ovakav tip ejektora naziva se mlazni termokompresor.

Većina konvencionalnih sustava bazira se na mehaničkoj kompresiji supare. Takvi sustavi pogonjeni su električnom energijom. Upotreba električne energije koja pogoni ovakav sustav je neefikasna. Električna energija generira se izgaranjem fosilnih goriva što pridonosi povećanju emisije stakleničkih plinova te ispuštanju zagađivača zraka u atmosferu (dušikovi oksidi  $NO_x$ , sumporovi oksidi  $SO_x$ , ozon  $O_3$ ). Ti zagađivači štetno djeluju na ljudsko zdravlje i okoliš. Također, sustavi sa mehaničkom kompresijom supare koriste freone (CFC spojeve) koji ispuštanjem u atmosferu utječu na razaranje ozonskog omotača. [2]

Štetan utjecaj na okoliš te potreba za efikasnijim korištenjem raspoložive energije zahtijevaju razvoj sustava koji će koristiti toplinsku energiju nižeg energetskeg stanja. Iz tih razloga umjesto mehaničkog kompresora uvodimo mlazni termokompresor. Mlazni termokompresori imaju jednostavnu konfiguraciju – napravljeni su od jedinstvenog dijela spojenog sa priključcima cjevovoda primarnog i sekundarnog fluida te priključkom izlaznog cjevovoda. Nemaju ventila, rotora i ostalih pokretnih dijelova te su komercijalno dostupni u različitim veličinama te za različite primjene. Stoga su financijski najpovoljniji (minimalni investicijski i pogonski troškovi). [1]

S druge strane, najveći nedostatak mlaznog termokompresora je vrlo mali termički stupanj djelovanja u odnosu na termički stupanj djelovanja mehaničkog kompresora pa će pri kontinuiranom pogonu biti konkurentni turbokompresorima samo ako na raspolaganju stoji jeftin pogonski medij. Treba svakako istaknuti da se mlazne termokompresore goni nekim medijem pod tlakom, karakteristično vodenom parom, dok je za pogon turbokompresora potreban mehanički rad motora ili turbine, što je svakako znatno skuplji izvor energije. Stoga

će primjena termokompresije supare u postupcima uparivanja biti ekonomski opravdana samo pod uvjetom da pogonski medij ili energija budu raspoloživi po dovoljno niskim cijenama. [3]

## 1.2. Teorijska pozadina

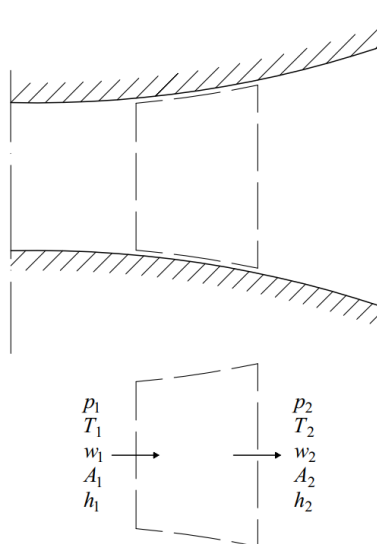
Da bi se provela analiza rada ejektora, primijenjene su jednačba kontinuiteta, zakon očuvanja količine gibanja i zakon očuvanja energije. U dijelovima proračuna koriste se i zakonitosti ponašanja idealnog plina pa se primjenjuje i jednačba stanja idealnog plina.

Pretpostavlja se izentropsko strujanje u ejektoru, dok su odstupanja od izentropskog strujanja uzeta u obzir korištenjem izentropskih stupnjeva djelovanja mlaznice i difuzora  $\eta_n$  i  $\eta_d$ .

U nastavku je detaljnije prikazan model izentropskog strujanja te pojava udarnog vala. Također je dan kratak pregled ovisnosti promjene površine poprečnog presjeka o promjeni brzine strujanja.

### 1.2.1. Izentropsko strujanje

Promatra se strujanje u izoliranom kanalu promjenjivog poprečnog presjeka. Takvo strujanje bez izmjene topline s okolišem naziva se izentropsko strujanje. Definira se kontrolni volumen za takav kanal [Slika 3] te se na njega primjenjuje osnovna jednačba očuvanja energije.



**Slika 3. Kontrolni volumen (izentropsko strujanje) [4]**



Jednadžba očuvanja energije za strujanje bez izmjene topline i rada s okolišem, uz zanemarivanje promjene potencijalne energije svodi se na oblik

$$\int_A \left( h + \frac{w^2}{2} \right) \rho \vec{w} d\vec{A} = 0 \quad (1.1)$$

ili za diferencijalni kontrolni volumen

$$dh + w dw = 0 \quad (1.2)$$

Korištenjem jednadžbe koja proizlazi iz kombinacije prvog i drugog glavnog stavka

$$T ds = dh - \frac{dp}{\rho} \quad (1.3)$$

uz uvjet izentropskog strujanja,  $ds = 0$ , jednadžba (1.2) prelazi u oblik

$$\frac{dp}{\rho} + w dw = 0 \quad (1.4)$$

Integracija jednadžbe (1.4) zahtijeva poznavanje funkcijske veze između gustoće i tlaka. Za nestlačiv fluid jednadžba se može direktno integrirati dajući poznatu Bernoullijevu jednadžbu

$$\frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} = \text{konst.} \quad (1.5)$$

Za izentropsko strujanje stlačivog plina tlak i gustoća vezani su jednadžbom izentropije

$$p = C \rho^\kappa \quad (1.6)$$

koja u diferencijalnom obliku glasi

$$dp = C \kappa \rho^{\kappa-1} d\rho \quad (1.7)$$

Konstanta  $C$  iznosi

$$C = \frac{p_1}{\rho_1^\kappa} = \frac{p_2}{\rho_2^\kappa} \quad (1.8)$$

Integriranjem jednadžbe (1.7) dobiva se

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = C\kappa \int_1^2 \rho^{\kappa-2} d\rho = C \frac{\kappa}{\kappa-1} (\rho_2^{\kappa-1} - \rho_1^{\kappa-1}) \quad (1.9)$$

Eliminacijom konstante  $C$  iz jednadžbe (1.9) slijedi

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\kappa-1} - 1 \right] = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_2}{\rho_2} \left[ 1 - \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\kappa-1} \right] \quad (1.10)$$

Nadalje, ovaj član se može pisati i u drugom obliku

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{\kappa}{\kappa-1} (C\rho_2^{\kappa-1} - C\rho_1^{\kappa-1}) = \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( \frac{p_2}{\rho_2^{\kappa}} \rho_2^{\kappa-1} - \frac{p_1}{\rho_1^{\kappa}} \rho_1^{\kappa-1} \right) \quad (1.11)$$

odnosno

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) = \frac{1}{\kappa-1} (a_2^2 - a_1^2) \quad (1.12)$$

gdje veličina  $a$  predstavlja lokalnu brzinu zvuka koja se definira kao

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (1.13)$$

Preko lokalne brzine zvuka definiramo i bitnu bezdimenzijsku značajku kod analize stlačivog strujanja, Machov broj, koji je jednak omjeru brzine strujanja fluida i lokalne brzine zvuka

$$M = \frac{w}{a} = \frac{w}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (1.14)$$

Uvrštavanjem jednadžbe (1.10) u polaznu diferencijalnu jednadžbu (1.4) dobiva se jednadžba očuvanja energije za izentropsko strujanje stlačivog plina u sljedećim oblicima

$$\frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\kappa-1} - 1 \right] = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_2}{\rho_2} \left[ 1 - \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\kappa-1} \right] \quad (1.15)$$

ili

$$\frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad (1.16)$$

odnosno u oblicima koji vrijede isključivo za idealne plinove

$$\frac{w^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} = \text{konst.} \quad (1.17)$$

ili

$$\frac{w^2}{2} + \frac{a^2}{\kappa - 1} = \text{konst.} \quad (1.18)$$

Nadalje se definiraju totalne veličine stanja. Stanje u koje je doveden fluid nakon što je njegova brzina svedena na nulu naziva se stanje mirovanja. Stanju mirovanja odgovaraju totalne veličine stanja. Primjenom izvedenih jednadžbi za izentropsko strujanje dolazi se do korelacija koje povezuju veličine stanja u pojedinoj točki sa veličinama stanja u stanju mirovanja. Veličine u stanju mirovanja označavaju se indeksom 0.

Prema jednadžbi (1.2) izentropsko strujanje definirano je konstantnom entalpijom u stanju mirovanja

$$h_0 = h + \frac{w^2}{2} = \text{konst.} \quad (1.19)$$

Korištenjem izraza koji vrijedi za idealni plin, a povezuje temperaturu i entalpiju

$$h = c_p T \quad (1.20)$$

lako se dolazi do izraza za temperaturu u stanju mirovanja dijeljenjem jednadžbe (1.19) s  $c_p$

$$T_0 = T + \frac{1}{c_p} \frac{w^2}{2} \quad (1.21)$$

ili u funkciji Machovog broja

$$T_0 = T \left( 1 + \frac{1}{c_p T} \frac{w^2}{2} \right) = T \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa RT} w^2 \right) \quad (1.22)$$

što u konačnom obliku daje

$$T_0 = T \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \quad (1.23)$$

Koristeći se jednažbom (1.23) te vezom između tlaka i temperature za izentropsku promjenu stanja

$$\frac{p_0}{p} = \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (1.24)$$

dobivaju se izrazi za tlak i gustoću u stanju mirovanja

$$p_0 = p \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (1.25)$$

$$\rho_0 = \rho \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (1.26)$$

Jednažbe (1.25) i (1.26) izvedene su za idealne plinove, ali daju približno dobre rezultate i za pregrijanu paru te mokru paru uz uvjet da tlak pare nije previsok. [4]

Na kraju ovog razmatranja definira se kritični Machov broj koji predstavlja odnos brzine strujanja u nekoj točki i kritične brzine zvuka (brzina zvuka kad je  $M = 1$ ; ovisi samo o temperaturi u stanju mirovanja). Veza između kritičnog i lokalnog Machovog broja dana je prema sljedećem izrazu:

$$M^* = \sqrt{\frac{M^2(\kappa + 1)}{M^2(\kappa - 1) + 2}} \quad (1.27)$$

[4]

### 1.2.2. Udarni val

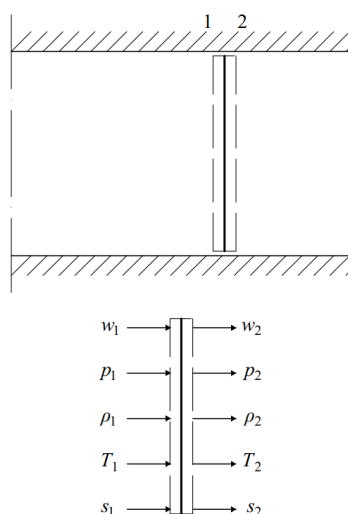
Udarni val predstavlja naglu promjenu svojstava fluida: tlaka, temperature i gustoće. Ta promjena svojstava odvija se na udaljenosti koja predstavlja debljinu udarnog vala. Debljina udarnog vala može se usporediti sa slobodnom putanjom gibanja molekula plina. Dakle, radi

se o dimenziji koja je mnogo manja od karakterističnih dimenzija samog toka, tako da se za analitičko razmatranje može smatrati da udarni val predstavlja diskontinuitet. Nagli porast tlaka i temperature na ovako maloj udaljenosti uzrokuje deformaciju samih molekula, porast viskoznosti te pretvorbu kinetičke energije strujanja u toplinsku energiju. Pojava udarnog vala je nepovratan proces koji generira porast entropije.

Proces koji se odvija unutar udarnog vala krajnje je složen. Međutim, sa praktičnog stajališta, najbitnije je poznavanje neto promjena svojstava fluida kroz cjelokupni udarni val.

Za analizu udarnog vala bitno je reći da se radi o adijabatskom procesu – bez izmjene topline s okolišem. To dakako vrijedi ako se udarni val promatra kao cjelinu i ne zalazi u procese koji se odvijaju unutar samog udarnog vala. Također, kod analize promjena svojstava unutar udarnog vala koriste se i zakoni očuvanja mase, energije i količine gibanja.

Promatra se normalni udarni val. Upravo će se takav val pojaviti na dijelu ejektora s konstantnim poprečnim presjekom. Definiira se kontrolni volumen u kojem dolazi do pojave udarnog vala. [Slika 4]



**Slika 4. Kontrolni volumen (udarni val) [4]**

Na kontrolni volumen primjenjuju se osnovne jednačbe očuvanja.

*Jednačba kontinuiteta – zakon očuvanja mase*

$$q_m = \rho_1 w_1 A_1 = \rho_2 w_2 A_2 \quad (1.28)$$

odnosno, za  $A_1 = A_2$

$$\rho_1 w_1 = \rho_2 w_2 \quad (1.29)$$

*Zakon očuvanja energije*

Za adijabatske uvjete vrijedi

$$w_1^2 - w_2^2 = \frac{2\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \quad (1.30)$$

*Zakon očuvanja količine gibanja*

$$p_1 A_1 + q_{m_1} w_1 + \int_{A_1}^{A_2} p dA = p_2 A_2 + q_{m_2} w_2 \quad (1.31)$$

odnosno, za  $dA = 0$ , uz jednadžbu (1.27)

$$A w_1 \rho_1 (w_2 - w_1) = A (p_1 - p_2) \quad (1.32)$$

iz koje slijedi

$$w_1 \rho_1 (w_1 - w_2) = p_2 - p_1 \quad (1.33)$$

Također,

$$w_2 \rho_2 (w_1 - w_2) = p_2 - p_1 \quad (1.34)$$

Zbrajanjem jednadžbi (1.33) i (1.34) dolazi se do izraza

$$(w_1 - w_2)(w_1 + w_2) = (p_2 - p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (1.35)$$

odnosno

$$w_1^2 - w_2^2 = (p_2 - p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (1.36)$$

Izjednačavanjem jednadžbi (1.29) i (1.35) dobiva se

$$\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) = (p_2 - p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (1.37)$$

Jednostavnim transformacijama dolazi se do izraza

$$\frac{p_2}{p_1} \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} - 1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} - 1 \right) - 1 \quad (1.38)$$

iz kojeg se dobiva odnos tlakova i gustoća ispred i iza udarnog vala

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} - \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (1.39)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \frac{p_2}{p_1} + 1}{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} + \frac{p_2}{p_1}} \quad (1.40)$$

Također, uz korištenje jednadžbe stanja idealnog plina

$$p = \rho RT \quad (1.41)$$

dobiva se izraz za odnos temperatura ispred i iza udarnog vala.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} + \frac{p_2}{p_1}}{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} + \frac{p_1}{p_2}} \quad (1.42)$$

Izrazi (1.39), (1.40) i (1.42) nazivaju se Hugniot-Rankineovim jednadžbama ili jednadžbama udarne adijabate te predstavljaju odnose tlakova, gustoća i temperatura ispred i iza normalnog udarnog vala.

Iz Hugniot-Rankineovih jednadžbi može se doći i do funkcijske veze između Machovih brojeva ispred i iza udarnog vala.

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\kappa-1}}{\frac{2\kappa}{\kappa-1} M_1^2 - 1} \quad (1.43)$$

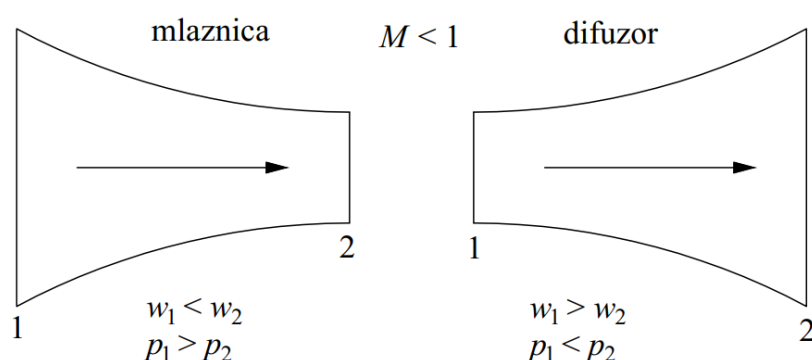
[4]

### 1.2.3. Ovisnost promjene površine poprečnog presjeka o promjeni brzine strujanja

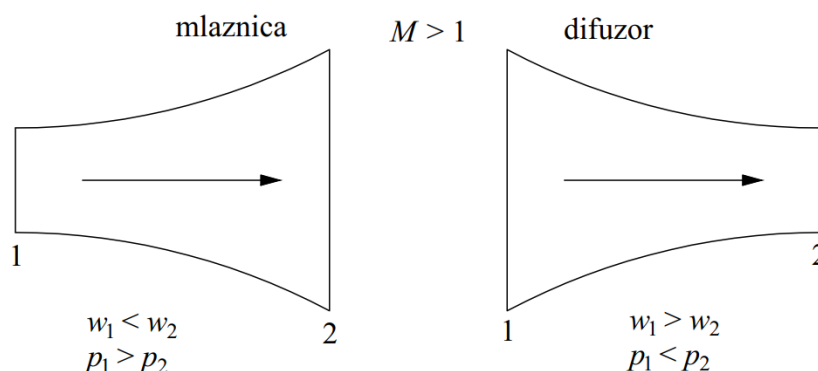
Kombinacijom jednadžbe očuvanja energije u prikladnom obliku (1.4) te jednadžbe kontinuiteta (1.28) dolazi se do bitne relacije koja pokazuje ovisnost promjene površine poprečnog presjeka o promjeni brzine strujanja.

$$\frac{dA}{A} = -\frac{dw}{w}(1 - M^2) \quad (1.44)$$

Iz jednadžbe (1.44) vidljivo je da za Machove brojeve manje od 1, tj. za brzine strujanja manje od lokalne brzine zvuka, promjena površine poprečnog presjeka uzrokuje promjenu brzine istog predznaka te promjenu tlaka suprotnog predznaka. S druge strane, za područje nadzvučnog strujanja ( $M > 1$ ), promjena površine poprečnog presjeka uzrokuje promjenu brzine suprotnog predznaka te promjenu tlaka istog predznaka. Prikaz ovog principa za mlaznicu i difuzor dan je na slijedećim slikama. [Slika 5, Slika 6]



Slika 5. Podzvučno strujanje [2]



Slika 6. Nadzvučno strujanje [2]

Iz prethodne analize vidljivo je da će mlaznica u ejektoru biti konvergentno-divergentnog poprečnog presjeka kako bi mogli postići nadzvučno strujanje pogonske pare na izlazu iz mlaznice. Takva mlaznica naziva se de Lavalova mlaznica. Najmanji promjer mlaznice



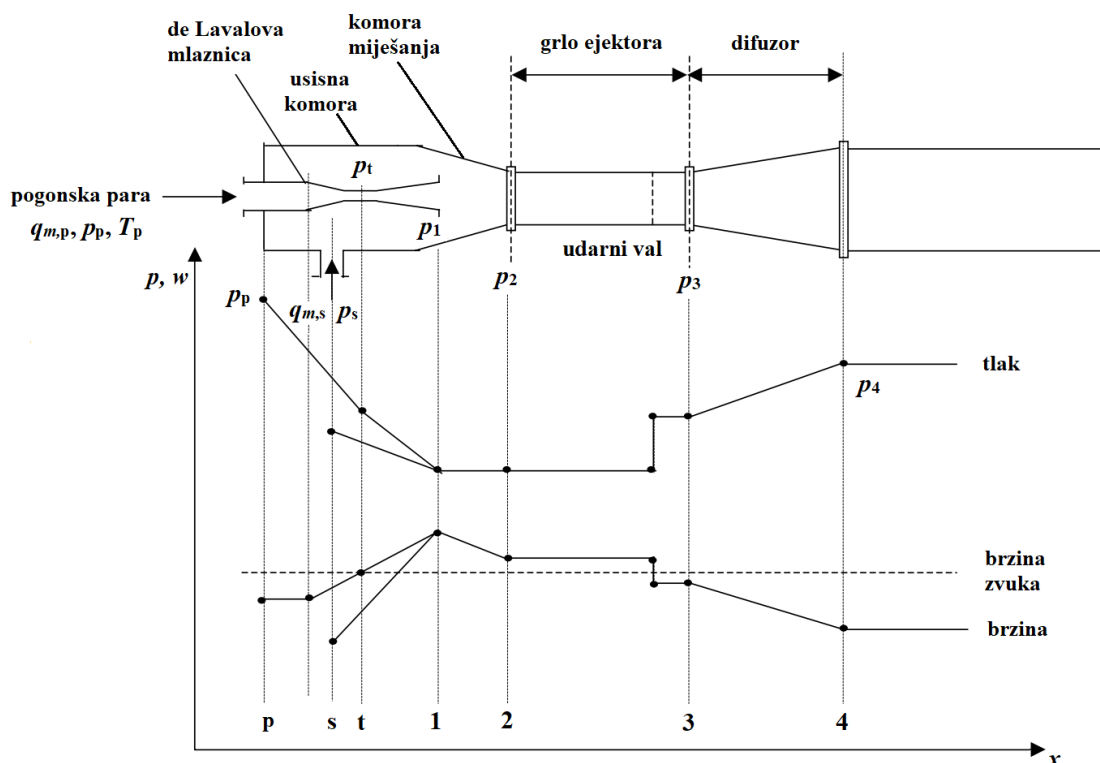
(grlo mlaznice) bit će na presjeku koji označava prijelaz strujanja iz podzvučnog područja u nadzvučno ( $M = 1$ ). Također, u modelima koje ćemo analizirati, mješavina pogonske pare i supare na ulazu u difuzor uvijek će imati manju brzinu od brzine zvuka ( $M < 1$ ) pa će difuzor biti divergentnog poprečnog presjeka. [Slika 5]

[2]

### 1.3. Princip rada

Ejektor se sastoji od četiri glavna dijela – de Lavalove mlaznice, usisne komore, komore miješanja i difuzora. Shema ejektora sa promjenama tlakova i brzina prikazana je na slici. [Slika 7].

Pogonska para ulazi u ejektor (presjek  $p$ ). Tlak pogonske pare opada prolaskom kroz konvergentni dio de Lavalove mlaznice dok brzina strujanja raste. Brzina strujanja dostiže brzinu zvuka u grlu mlaznice (presjek  $t$ ;  $M = 1$ ). Povećanje poprečnog presjeka u divergentnom dijelu mlaznice rezultira daljnjim padom tlaka i povećanjem brzine strujanja iznad brzine zvuka ( $M > 1$ ). Na izlazu iz mlaznice (presjek 1) tlak pogonske pare manji je od tlaka supare, dok brzina strujanja varira između 900 i 1200 m/s. [1]



Slika 7. Promjena tlakova i brzina kroz ejektor [1]

Supara ulazi u ejektor u točki  $s$ . Tlak supare opada dok brzina strujanja raste do presjeka 1. Pogonska para i supara miješaju se u komori miješanja. Postoje 2 načina modeliranja komore miješanja – miješanje pri konstantnom tlaku i miješanje pri konstantnoj površini poprečnog presjeka. Na slici [Slika 7] je prikazan model miješanja pri konstantnom tlaku. Ukoliko je brzina mješavine veća od lokalne brzine zvuka, u području grla ejektora dolazi do pojave udarnog vala, te tlak mješavine momentalno raste, dok brzina strujanja momentalno pada u podzvučno područje ( $M < 1$ ).

Ulaskom mješavine u difuzor, dolazi do pretvorbe dijela kinetičke energije mješavine u energiju tlaka, tako da brzina strujanja mješavine kroz difuzor i dalje pada, dok tlak raste. [1]

## 2. METODE PRORAČUNA

Kao što je već prije spomenuto, postoje dva osnovna pristupa analizi ejektora - model miješanja struja primarnog i sekundarnog fluida pri konstantnom tlaku te model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka. Analiza rada ejektora provedena je prema tri različita proračuna:

- 1) Proračun prema literaturi [1] – miješanje pri konst. tlaku
- 2) Proračun prema literaturi [2] – miješanje pri konst. tlaku
- 3) Proračun prema literaturi [2] – miješanje pri konst. površini poprečnog presjeka

Prema literaturi [1] analiziran je rad parnog ejektora, dok literatura [2] opisuje plinski ejektor. Zbog toga će proračun 1) biti osnova ovog rada, dok će proračuni 2) i 3) prema literaturi [2] biti provedeni u svrhu usporedbe izlaznih rezultata proračuna.

Usporedba proračuna 1) i 2) provedena je s ciljem analize utjecaja vrste pogonskog medija (para ili idealni plin) na dimenzije ejektora, dok će usporedba proračuna 2) i 3) dati pregled utjecaja izvedbe komore miješanja na dimenzije ejektora.

Za proračun ejektora potrebno je definirati tri odnosa – stupanj upijanja ejektora  $S$ , kompresijski omjer  $Cr$  te ekspanzijski omjer  $Er$ .

Stupanj upijanja ejektora predstavlja omjer masenih protoka struje sekundarnog i primarnog fluida.

$$S = \frac{q_{mp}}{q_{ms}} \quad (2.1)$$

Kompresijski omjer jednak je količniku tlaka kondenzacije i tlaka isparivanja

$$Cr = \frac{p_k}{p_i} \quad (2.2)$$

dok se ekspanzijski omjer definira kao odnos tlakova primarnog i sekundarnog fluida

$$Er = \frac{p_{p0}}{p_{s0}} \quad (2.3)$$

## 2.1. Literatura [1] – proračuni 1)

Proračun je izveden prema [1] za parni ejektor s izvedbom komore miješanja pri konstantnom tlaku.

Pretpostavke korištene kod izvoda modela proračuna:

- 1) izentropska ekspanzija pogonske pare kroz mlaznicu, supare kroz usisnu komoru i mješavine kroz komoru miješanja; izentropska kompresija mješavine u difuzoru
- 2) pogonska para i supara na ulazu u ejektor su suhozasićene te su njihove brzine zanemarive (stanje mirovanja)
- 3) brzina mješavine na izlazu iz ejektora je također zanemariva
- 4) konstantan izentropski eksponent  $\kappa$  i ponašanje pare kao idealnog plina
- 5) miješanje pogonske pare i supare odvija se u komori miješanja pri konstantnom tlaku
- 6) adijabatsko strujanje
- 7) gubici trenja određeni preko izentropskog stupnja djelovanja mlaznice i difuzora  $\eta_n$  i  $\eta_d$
- 8) pogonska para i supara imaju jednak izentropski eksponent  $\kappa$
- 9) strujanje kroz ejektor je jednodimenzionalno i stacionarno
- 10) strujanje mješavine je nadzvučno, pa dolazi do pojave udarnog vala između presjeka 2 i 3

Oznake poprečnih presjeka odgovaraju slici u poglavlju 1.3. [Slika 7]. Indeks  $t$  označava grlo mlaznice (*eng. throat*), dok indeksi  $p$  i  $s$  redom označavaju primarnu i sekundarnu struju fluida. Također valja napomenuti da su oznake pojedinih presjeka ejektora usklađene s literaturom [2], kako bi proračuni bili lakše usporedivi.

Nakon definiranja stupnja upijanja prema jednadžbi (2.1.), ulazi se u proračun. Ekspanzija pogonske pare u mlaznici opisana je preko Machovog broja na izlaznom presjeku mlaznice sljedećim izrazom

$$M_{p_1} = \sqrt{\frac{2\eta_n}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_{p0}}{p_{p1}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (2.4)$$

u kojem je izentropski stupanj djelovanja mlaznice  $\eta_n$  definiran kao omjer između stvarne promjene entalpije te promjene entalpije kod idealnog izentropskog strujanja.

$$\eta_n = \frac{h_{p0} - h_{p1}}{h_{p0} - h_{p1s}} \quad (2.5)$$

Ekspanzija pogonske pare u usisnoj komori opisana je preko Machovog broja na ulaznom presjeku komore miješanja prema sljedećem izrazu

$$M_{s1} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_{s0}}{p_{s1}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (2.6)$$

Iz jednadžbe očuvanja količine gibanja u komori miješanja te zakona očuvanja energije, uz korištenje definicije kritičnog Machovog broja prema jednadžbi (1.27), dobiva se sljedeći izraz:

$$M_{m2}^* = \frac{M_{p1}^* + SM_{s1}^* \sqrt{\frac{T_{s0}}{T_{p0}}}}{\sqrt{(1 + S) \left( 1 + S \frac{T_{s0}}{T_{p0}} \right)}} \quad (2.7)$$

Veza između kritičnog i lokalnog Machovog broja dana je u poglavlju 1.2.1. te iznosi

$$M^* = \sqrt{\frac{M^2(\kappa + 1)}{M^2(\kappa - 1) + 2}} \quad (2.8)$$

Nadalje, Machov broj mješavine iza udarnog vala može se odrediti iz izraza koji je dan u analizi u poglavlju 1.2.2.

$$M_{m3}^2 = \frac{M_{m2}^2 + \frac{2}{\kappa - 1}}{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} M_{m2}^2 - 1} \quad (2.9)$$

dok se omjer tlakova može izraziti u funkciji Machovih brojeva ispred i iza udarnog vala prema

$$\frac{p_{m3}}{p_{m2}} = \frac{1 + \kappa M_{m2}^2}{1 + \kappa M_{m3}^2} \quad (2.10)$$

Nadalje, porast tlaka u difuzoru iznosi

$$\frac{p_{40}}{p_{m3}} = \left[ 1 + \eta_d \frac{\kappa - 1}{2} M_{m3}^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.11)$$

gdje je izentropski stupanj djelovanja difuzora  $\eta_d$  definiran kao omjer između promjene entalpije kod idealnog izentropskog strujanja te stvarne promjene entalpije.

$$\eta_d = \frac{h_{40s} - h_{m3}}{h_{40} - h_{m3}} \quad (2.12)$$

Izlazne vrijednosti iz proračuna su površine karakterističnih poprečnih presjeka. Površina poprečnog presjeka grla mlaznice računa se prema sljedećem izrazu

$$A_t = \frac{q_{mp}}{p_p} \sqrt{\frac{RT_p}{\kappa \eta_n} \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \quad (2.13)$$

dok se površina izlaznog presjeka mlaznice može dobiti iz omjera

$$\frac{A_{p1}}{A_t} = \sqrt{\frac{1}{M_{p1}^2} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{p1}^2 \right) \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \quad (2.14)$$

Površina poprečnog presjeka 2 može se izračunati iz sljedećeg izraza

$$\frac{A_t}{A_{m2}} = \frac{p_{40}}{p_{p0}} \left[ \frac{1}{(1 + S) \left( 1 + S \frac{T_{s0}}{T_{p0}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\left( \frac{p_{p1}}{p_{40}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \left[ 1 - \left( \frac{p_{p1}}{p_{40}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]^{\frac{1}{2}}}{\left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left( 1 - \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.15)$$

## 2.2. Literatura [2] – proračuni 2) i 3)

Proračuni su izvedeni prema [2] za plinski ejektor. Proračun 2) proveden je s izvedbom komore miješanja pri konstantnom tlaku dok je proračun 3) proveden s izvedbom komore miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka.

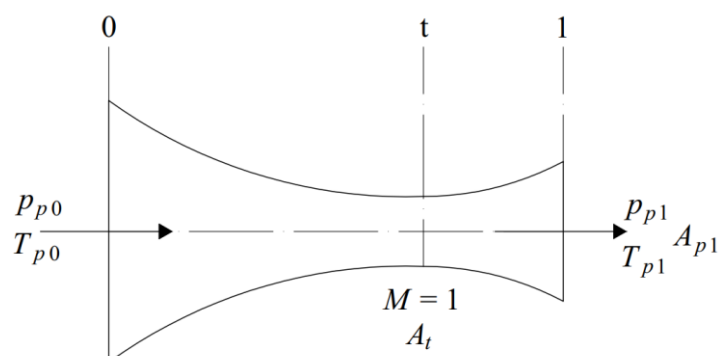
Pretpostavke korištene kod izvoda modela proračuna 2) i 3):

- 1) primarna i sekundarna struja su **idealni plinovi**
- 2) izentropska ekspanzija plina kroz mlaznicu i mješavine kroz komoru miješanja; izentropska kompresija mješavine u difuzoru
- 3) gubici trenja određeni preko izentropskog stupnja djelovanja mlaznice i difuzora  $\eta_n$  i  $\eta_d$
- 4) brzine strujanja primarne i sekundarne struje plina na ulazu u ejektor su zanemarive
- 5) brzina mješavine na izlazu iz ejektora je također zanemariva
- 6) konstantan izentropski eksponent  $\kappa$  te jednakost  $\kappa$  za primarnu i sekundarnu struju
- 7) adijabatsko strujanje
- 8) jednodimenzionalno i stacionarno strujanje kroz ejektor

Prema ovoj literaturi, proračun ejektora podijeljen je na tri dijela – proračun de Lavalove mlaznice, proračun komore miješanja te proračun difuzora.

### 2.2.1. Proračun de Lavalove mlaznice

Proračun de Lavalove mlaznice neovisan je o modelu miješanja primarne i sekundarne struje plina. Na slici je prikazan tipičan konvergentno-divergentni oblik mlaznice koja se koristi u ejektorima [Slika 8]. Ulazni presjek, presjek grla te izlazni presjek mlaznice redom su označeni s 0,  $t$  i 1.



Slika 8. De Lavalova mlaznica [2]

Ako se u jednadžbe za proračun veličina stanja kod izentropskog strujanja (1.23), (1.25) i (1.26) uvrsti  $M = 1$ , redom se dobivaju izrazi za proračun veličina stanja u grlu mlaznice

$$\frac{T_t}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad (2.16)$$

$$\frac{p_t}{p_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.17)$$

$$\frac{\rho_t}{\rho_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.18)$$

Ako se u jednađbu (1.13) uvrsti jednađba (2.16) dobiva se izraz za brzinu strujanja u grlu mlaznice

$$w_t = a = \sqrt{\left( \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \right) RT_0} \quad (2.19)$$

Uvrštavanjem izraza (2.19) u jednađbu kontinuiteta dobiva se

$$q_{mp} = \frac{A_t p_{p0}}{\sqrt{T_{p0}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \quad (2.20)$$

Izraz (2.20) pokazuje da maseni protok primarne struje plina kroz određenu mlaznicu ovisi samo o veličinama stanja mirovanja primarne struje plina ( $p_{p0}, \sqrt{T_{p0}}$ ).

Ekspanzija pogonske pare u mlaznici opisana je preko Machovog broja na izlaznom presjeku mlaznice sljedećim izrazom

$$M_{p_1} = \frac{2}{\kappa - 1} \frac{\eta_n \left[ 1 - \left( \frac{p_{p1}}{p_{p0}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]}{1 - \eta_n \left[ 1 - \left( \frac{p_{p1}}{p_{p0}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \quad (2.21)$$



koji proizlazi iz zakonitosti izentropskog strujanja te transformacije jednadžbe (2.5). Uz uvođenje veze koja vrijedi za idealni plin  $h = c_p T$  dobiva se sljedeća definicija izentropskog stupnja djelovanja mlaznice

$$\eta_n = \frac{T_{p0} - T_{p1}}{T_{p0} - T_{p1s}} \quad (2.22)$$

Jednostavnom transformacijom, izraz (2.22) može se pisati u obliku

$$\frac{T_{p1s}}{T_{p0}} = 1 - \frac{1}{\eta_n} \left( 1 - \frac{T_{p1}}{T_{p0}} \right) \quad (2.23)$$

Nadalje inverz jednadžbe (2.21) daje omjer tlakova na izlaznom i ulaznom presjeku mlaznice

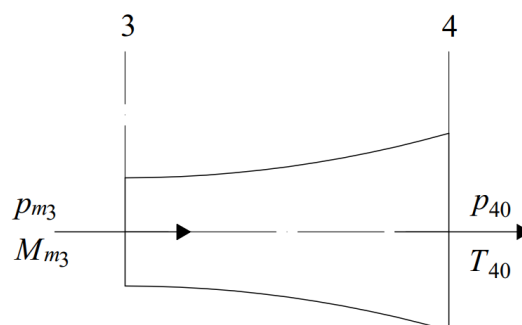
$$\frac{p_{p1}}{p_{p0}} = \left[ 1 - \frac{1}{\eta_n} + \frac{1}{\eta_n \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{p1}^2 \right)} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.24)$$

Površina poprečnog presjeka na izlazu iz mlaznice računa se iz sljedećeg izraza

$$\frac{A_{p1}}{A_t} = \frac{1}{M_{p1}} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \left[ 1 - \frac{1}{\eta_n} + \frac{1}{\eta_n \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{p1}^2 \right)} \right]^{\frac{-(\kappa + 1)}{2(\kappa - 1)}} \quad (2.25)$$

### 2.2.2. Proračun difuzora

Proračun difuzora također je neovisan o modelu miješanja primarne i sekundarne struje plina. Analitički izrazi identični su kao i izrazi iz proračuna 1). Funkcija difuzora je podizanje statičkog tlaka mješavine na izlaznom dijelu ejektora. Oblik difuzora prikazan je na slici. [Slika 9]



Slika 9. Difuzor [2]

Porast tlaka u difuzoru računa se prema izrazu identičnom jednadžbi (2.11)

$$\frac{p_{40}}{p_{m3}} = \left[ 1 + \eta_d \frac{\kappa - 1}{2} M_{m3}^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.26)$$

gdje je  $\eta_d$  izentropski stupanj djelovanja difuzora.

### 2.2.3. Proračun komore miješanja

Komora miješanja može biti izvedena na dva različita načina. Postoje dva općeprihvaćena modela proračuna komore – model miješanja pri konstantnom tlaku te model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka. U nastavku slijedi pregled tih dvaju modela proračuna.

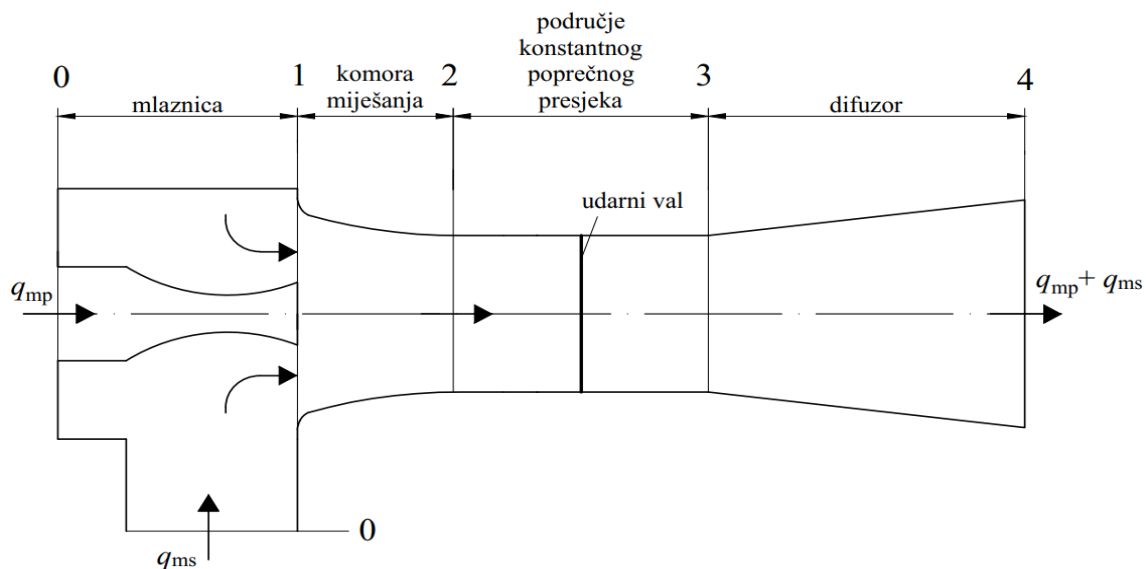
#### 2.2.3.1. Model miješanja pri konstantnom tlaku

Dodatne pretpostavke korištene kod izvoda modela

- 1) miješanje se odvija u komori miješanja pri konstantnom tlaku između presjeka 1 i 2

$$p_{m2} = p_{p1} = p_{s1} = p_1 \quad (2.27)$$

- 2) brzina strujanja mješavine veća je od lokalne brzine zvuka ( $M_{m2} > 1$ ), pa dolazi do pojave udarnog vala između presjeka 2 i 3



Slika 10. Model miješanja pri konstantnom tlaku [2]

Machov broj primarne struje plina u presjeku 1 računa se prema izrazu (2.21), dok se Machov broj sekundarne struje plina u tom istom presjeku računa kao:

$$M_{s_1} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_1}{p_{s0}} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (2.28)$$

Polazeći od osnovnih jednadžbi (jednadžba kontinuiteta, očuvanja mase, energije i impulsa) opisanih u poglavlju 1.2., dolazi se do izraza za računanje Machovog broja u presjeku 2

$$M_{m_2} = \frac{\xi}{\psi} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\kappa - 1}{2} \left( \frac{\xi}{\psi} \right)^2}} \quad (2.29)$$

gdje su

$$\xi = M_{p_1} + S M_{s_1} \left( \frac{T_{s1}}{T_{p1}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

i

$$\psi = (1 + S) \left( \frac{T_{m0}}{T_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{p_{p0}}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} \quad (2.31)$$

Omjer temperatura struja u presjeku 1 potreban za proračun Machovog broja računa se preko sljedećeg izraza

$$\frac{T_{s1}}{T_{p1}} = \frac{T_{s0}}{T_{p0}} \left( \frac{p_{p0}}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left( \frac{p_{s0}}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.32)$$

dok se temperatura mješavine u stanju mirovanja ( $w = 0$ ) računa direktno iz jednadžbe očuvanja količine gibanja.

$$\frac{T_{m0}}{T_{p0}} = \frac{1 + S \frac{T_{s0}}{T_{p0}}}{1 + S} \quad (2.33)$$

Sa poznatim Machovim brojem, može se dobiti temperatura mješavine u presjeku 2 iz izraza

$$\frac{T_{m2}}{T_{p1}} = \frac{T_{m0}}{T_{p0}} \left( \frac{p_{p0}}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{m2}^2 \right)^{-1} \quad (2.34)$$

kao i površina konstantnog poprečnog presjeka  $A_{m2}$

$$\frac{A_{m2}}{A_{p1}} = \left( \frac{T_{m0}}{T_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{f_2(\kappa, M_{p1})}{f_2(\kappa, M_{m2})} (1 + S) \quad (2.35)$$

gdje je

$$f_2(\kappa, M) = M \left[ \kappa \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.36)$$

Nadalje, možemo izračunati i površinu poprečnog presjeka  $A_{s1}$  iz sljedećeg izraza:

$$\frac{A_{s1}}{A_{p1}} = \left( \frac{T_{s0}}{T_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{f_2(\kappa, M_{p1})}{f_2(\kappa, M_{s1})} S \quad (2.37)$$

Za izračun Machovog broja  $M_{m3}$  i tlaka mješavine iza udarnog vala  $p_{m3}$  koriste se identični izrazi kao i u proračunu 1), dakle jednadžbe (2.9) i (2.10).

Temperatura mješavine iza udarnog vala može se izračunati prema izrazu:

$$\frac{T_{m3}}{T_{m2}} = \left( \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \right)^2 \left( \frac{2\kappa}{\kappa-1} M_{m2}^2 - 1 \right) \left[ \frac{2}{(\kappa-1)M_{m2}^2} + 1 \right] \quad (2.38)$$

#### 2.2.3.2. Model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka

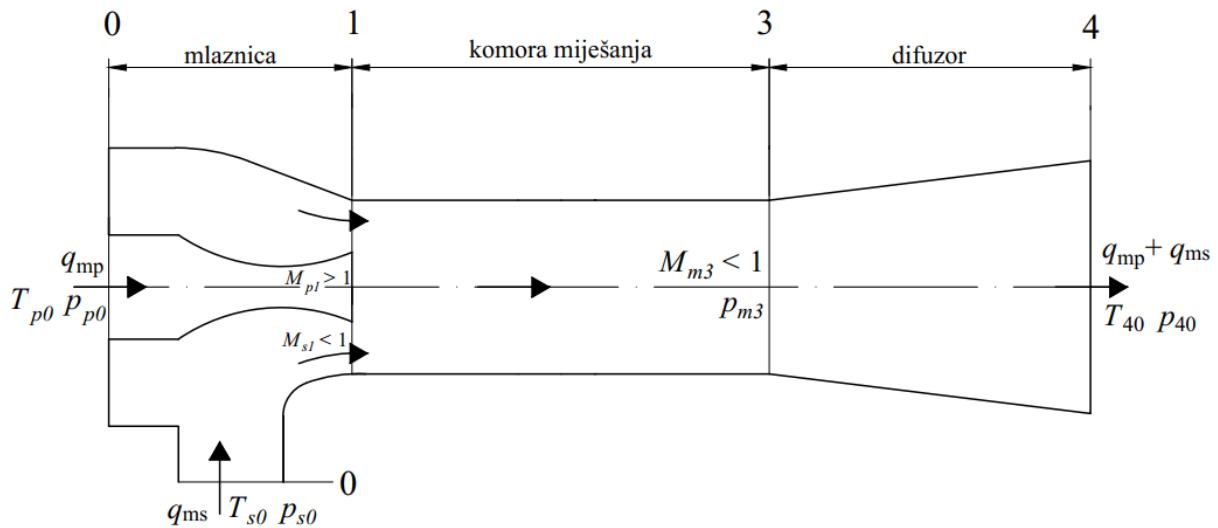
Dodatne pretpostavke korištene kod izvoda modela

- 1) miješanje se odvija u komori miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka između presjeka 1 i 3

$$A_{p1} + A_{s1} = A_{m3} \quad (2.39)$$

- 2) u presjeku 1, brzina primarne struje plina veća je od lokalne brzine zvuka ( $M_{p1} > 1$ ) dok je brzina sekundarne struje plina manja od lokalne brzine zvuka ( $M_{s1} < 1$ )

- 3) tlak primarne struje plina u presjeku 1 mora biti manji od tlaka sekundarne struje plina u istom presjeku  $p_{p1} < p_{s1}$
- 4) brzina strujanja mješavine manja je od lokalne brzine zvuka ( $M_{m3} < 1$ ), pa ne dolazi do pojave udarnog vala



**Slika 11. Model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka [2]**

Polazeći od osnovnih jednažbi (jednažba kontinuiteta, očuvanja mase, energije i impulsa) opisanih u poglavlju 1.2. dolazi se do izraza za računanje Machovog broja u presjeku 3

$$M_{m_3} = \frac{-\left(\alpha^2 - 2\right) \pm \sqrt{\left(\alpha^2 - 2\right)^2 + 2\left(\frac{\kappa - 1}{\kappa}\right)\left(\alpha^2 - \frac{2\kappa}{\kappa - 1}\right)}}{\sqrt{\left(\kappa - 1\right)\left(\alpha^2 - \frac{2\kappa}{\kappa - 1}\right)}} \quad (2.40)$$

u kojem je

$$\alpha = \frac{\left(\frac{T_{s0}}{T_{p0}}\right)^{\frac{1}{2}} f_4(\kappa, M_{s1}) S + f_4(\kappa, M_{p1})}{\left(\frac{T_{m0}}{T_{p0}}\right)^{\frac{1}{2}} (1 + S)} \quad (2.41)$$

i

$$f_4(\kappa, M) = \frac{1 + \kappa M^2}{M} \left[ \kappa \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

Jednadžba (2.40) daje dva rješenja, pa usvajamo rješenje koje zadovoljava ranije spomenuti uvjet  $M_{m3} < 1$ .

Temperatura mješavine u stanju mirovanja računa se iz jednadžbe (2.33), dok se Machovi brojevi u presjeku 1  $M_{p1}$  i  $M_{s1}$  računaju redom iz jednadžbi (2.21) i (2.28).

Sa poznatim Machovim brojem  $M_{p1}$ , može se dobiti i površina poprečnog presjeka 3 prema sljedećem izrazu:

$$\frac{A_{m3}}{A_t} = 1 + \frac{A_{s1}}{A_{p1}} f_5(\eta_n, \kappa, M_{p1}) \quad (2.43)$$

gdje je

$$f_5(\eta_n, \kappa, M) = \frac{1}{M} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left[ 1 - \frac{1}{\eta_n} + \frac{1}{\eta_n \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)} \right]^{\frac{-(\kappa+1)}{2(\kappa-1)}} \quad (2.44)$$

dok se omjer površina  $A_{s1}/A_{p1}$  računa kao

$$\frac{A_{s1}}{A_{p1}} = \left( \frac{T_{s0}}{T_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{p_{p1}}{p_{s1}} \frac{f_2(\kappa, M_{p1})}{f_2(\kappa, M_{s1})} S \quad (2.45)$$

Sa poznatom površinom poprečnog presjeka  $A_{m3}$  može se izračunati i tlak u presjeku 3 prema izrazu

$$\frac{p_{m3}}{p_{p1}} = \left( \frac{T_{m0}}{T_{p0}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{A_{p1}}{A_{m3}} \frac{f_2(\kappa, M_{p1})}{f_2(\kappa, M_{m3})} (1 + S) \quad (2.46)$$

### 2.3. Dodatne jednadžbe

Za izračun promjera pojedinog dijela ejektora koristi se jednostavna jednadžba

$$d = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \quad (2.47)$$

Površina izlaznog presjeka difuzora računa se uz pretpostavku brzine na izlasku iz ejektora

$$w_4 = 20 \text{ m/s} \quad (2.48)$$

dok je površina izlaznog presjeka difuzora jednaka

$$A_4 = \frac{(q_{mp} + q_{ms})}{\rho_4 w_4} \quad (2.49)$$

Duljina sekcije difuzora računa se iz kuta nagiba  $\alpha$  te odgovarajućih promjera prema izrazu:

$$\text{tg}(\alpha) = \frac{d_{40} - d_{m3}}{2L_d} \quad (2.50)$$

Kut nagiba  $\alpha$  kod difuzora uzima se iskustveno

$$\alpha = 7^\circ..10^\circ \quad (2.51)$$

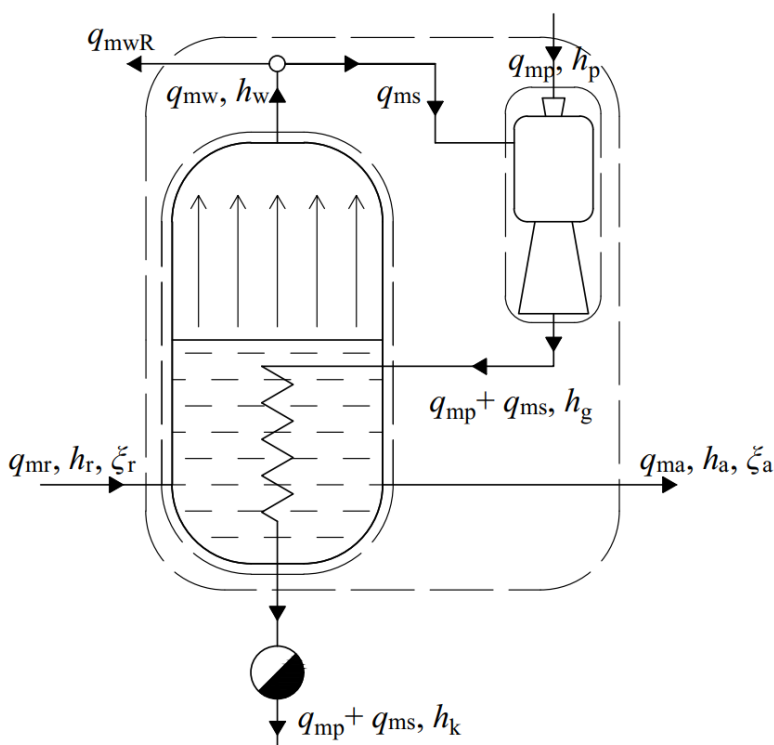
### 3. REZULTATI PRORAČUNA

#### 3.1. Proračun uparne stanice

Kako bi se provela analiza rada ejektora, najprije se vrši proračun uparne stanice [Slika 12]. Ulazni podaci potrebni za proračun uparne stanice dani su u tablici u nastavku [Tablica 1]. Tlakovi kondenzacije i isparivanja očitani su za pripadne temperature iz [5]. Specifični toplinski kapacitet suhe tvari preuzet je iz [6], dok je za vodu uzet srednji specifični toplinski kapacitet  $c_w$ .

**Tablica 1. Ulazni podaci za proračun uparne stanice**

Ulazni maseni protok otopine	$q_{mr}$	7000	kg/h
Ulazni maseni udio suhe tvari	$\zeta_r$	8	% s.t.
Izlazni maseni udio suhe tvari	$\zeta_a$	13	% s.t.
Specifični toplinski kapacitet suhe tvari	$c_{st}$	3,93	kJ/kgK
Temperatura isparivanja	$\vartheta_i$	50	°C
Tlak isparivanja	$p_i$	0,12351	bar
Temperatura kondenzacije	$\vartheta_k$	65	°C
Tlak kondenzacije	$p_k$	0,25041	bar
Srednji specifični toplinski kapacitet vode	$c_w$	4,187	kJ/kgK
Tlak pogonske pare	$p_p$	6	bar



**Slika 12. Shema uparne stanice [3]**



Iz bilance suhe tvari postavljene na krug uparivača

$$q_{mr}\xi_r = q_{ma}\xi_a \quad (3.1)$$

dobiva se izraz za računanje masenog protoka ugušćene otopine  $q_{ma}$

$$q_{ma} = q_{mr} \frac{\xi_r}{\xi_a} = 4307,7 \text{ kg/h} \quad (3.2)$$

Nadalje, iz bilance tvari postavljene na krug uparivača

$$q_{mr} = q_{ma} + q_{mw} \quad (3.3)$$

dobiva se izraz za računanje masenog protoka supare  $q_{mw}$

$$q_{mw} = q_{mr} - q_{ma} = q_{mr} \left(1 - \frac{\xi_r}{\xi_a}\right) = 2692,3 \text{ kg/h} \quad (3.4)$$

Iz energijske bilance postavljene na krug ejektora.

$$q_{ms}h_w + q_{mp}h_p = (q_{mp} + q_{ms})h_g \quad (3.5)$$

gdje su

$h_p$  – entalpija pogonske pare na ulazu u ejektor [kJ/kg]

$h_w$  – entalpija supare na ulazu u ejektor [kJ/kg]

$h_g$  – entalpija mješavine na izlazu iz ejektora [kJ/kg]

uz definicijsku jednadžbu stupnja upijanja ejektora  $S$  (2.1) dolazi se do sljedeće relacije:

$$S = \frac{q_{ms}}{q_{mp}} = \frac{h_p - h_g}{h_g - h_w} \quad (3.6)$$

Entalpije pogonske pare i supare  $h_p$  i  $h_w$  očitavaju se iz [5] za stanje suhozasićene pare prema pripadajućem tlaku. Na isti način određujemo entalpiju kondenzata  $h_k$ , očitavanjem iz [5], za stanje vrele kapljevine prema pripadajućem tlaku. Pregled očitanih entalpija dan je u sljedećoj tablici.

**Tablica 2. Entalpije pogonske pare, supare i kondenzata**

Entalpija pogonske pare	$h_p$	2756,14	kJ/kg
Entalpija supare	$h_w$	2591,31	kJ/kg
Entalpija kondenzata	$h_k$	272,079	kJ/kg

Svježa otopina pothlađena je za 5 °C što daje njenu temperaturu

$$\vartheta_r = \vartheta_i - 10 = 45 \text{ °C} \quad (3.7)$$

dok je temperatura ugušćene otopine jednaka temperaturi isparivanja

$$\vartheta_a = \vartheta_i = 50 \text{ °C} \quad (3.8)$$

Entalpija svježe otopine  $h_r$  računa se prema izrazu

$$h_r = \vartheta_r [c_{s.t.} \xi_r + c_w (1 - \xi_r)] = 187,49 \text{ kJ/kg} \quad (3.9)$$

Analogno, entalpija ugušćene otopine jednaka je

$$h_a = \vartheta_a [c_{s.t.} \xi_a + c_w (1 - \xi_a)] = 207,68 \text{ kJ/kg} \quad (3.10)$$

Za stupanj upijanja ejektora iskustveno se uzima vrijednost

$$S = 1 \quad (3.11)$$

Sa definiranim stupnjem upijanja može se iz jednadžbe (3.6) izračunati entalpija mješavine na izlazu iz ejektora  $h_g$

$$h_g = \frac{h_p + S h_s}{S + 1} = \frac{h_p + h_w}{2} = 2673,3 \text{ kJ/kg} \quad (3.12)$$

Entalpija mješavine na izlazu iz ejektora određuje temperaturu pregrijanja. Prema [7] temperatura pregrijanja iznosi

$$\vartheta_g = 93,6 \text{ °C} \quad (3.13)$$

Nakon što se odrede svi iznosi entalpija, postavlja se energijska bilanca na krug uparivača

$$q_{mr} h_r + (q_{mp} + q_{ms}) h_g = q_{mw} h_w + q_{ma} h_a + (q_{mp} + q_{ms}) h_k \quad (3.14)$$

Jednostavnom transformacijom izraza (3.14) uz uvođenje  $S = 1$  dobiva se izraz za maseni protok pogonske pare

$$q_{mp} = \frac{q_{mw}h_w + q_{ma}h_a - q_{mr}h_r}{2(h_g - h_k)} = 1365,48 \text{ kg/s} \quad (3.15)$$

Maseni protok pogonske pare  $q_{mp}$  ulazni je parametar za proračun ejektora.

### 3.2. Proračun ejektora

#### 3.2.1. Rubni uvjeti

Rubni uvjeti određeni su zadanim tlakom isparivanja i tlakom kondenzacije te stanjem pogonske pare. Pogonska para zadana je kao suhozasićena para tlaka 6 bar. Za suparu se također uzima stanje suhozasićene pare na tlaku isparivanja dok je tlak mješavine na izlazu iz ejektora jednak tlaku kondenzacije.

Pripadajući tlakovi i temperature zasićenja prikazani su u sljedećoj tablici prema [5].

**Tablica 3. Rubni uvjeti za proračun ejektora**

ulaz u ejektor	pogonska para	$p_{p0}$	6	bar
		$T_{p0}$	431,98	K
	supara	$p_{s0}$	0,12351	bar
		$T_{s0}$	323,15	K
izlaz iz ejektora	mješavina	$p_{40}$	0,25041	bar

#### 3.2.2. Dodatni ulazni podaci

Kako bi se proveo proračun potrebno je još definirati izentropski eksponent  $\kappa$  te specifičnu plinsku konstantnu  $R$ . Specifična plinska konstanta računa se kao količnik univerzalne plinske konstante  $R_m$  i molarne mase plina. Molarna masa vodene pare ( $H_2O$ ) prema [5] iznosi

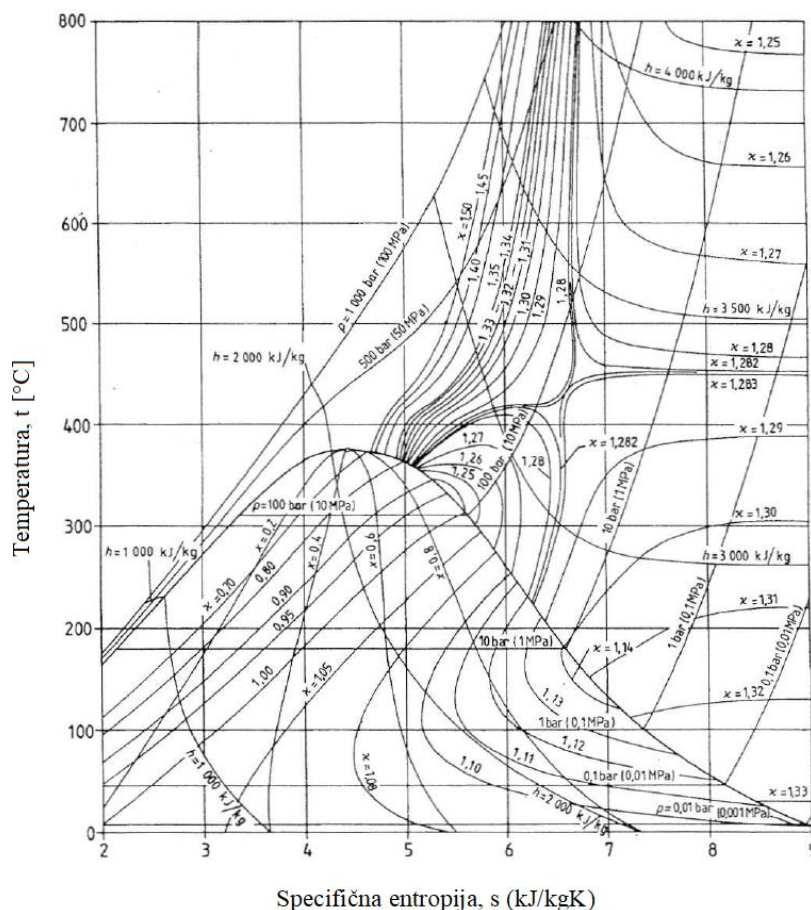
$$M_{(H_2O)} = 18,0152 \text{ kg/kmol} \quad (3.16)$$

Specifična plinska konstanta vodene pare dakle iznosi

$$R = \frac{R_m}{M_{(H_2O)}} = 461,5 \text{ J/kgK} \quad (3.17)$$

Izentropski eksponent  $\kappa$  određuje se iz dijagrama za paru [Slika 13]. Jedna od pretpostavki proračuna je konstantnost izentropskog eksponenta pa usvajamo jedinstvenu vrijednost korištenu kroz proračun.

$$\kappa = 1,12 \quad (3.18)$$



**Slika 13. Izentropski eksponent pare [8]**

Također, potrebno je definirati i izentropski stupanj djelovanja mlaznice i difuzora  $\eta_n$  i  $\eta_d$ . Njihove prosječne vrijednosti odabrane su prema [1] – Table 2, str. 557, za mlaznicu

$$\eta_n = 0,85 \quad (3.19)$$

te za difuzor

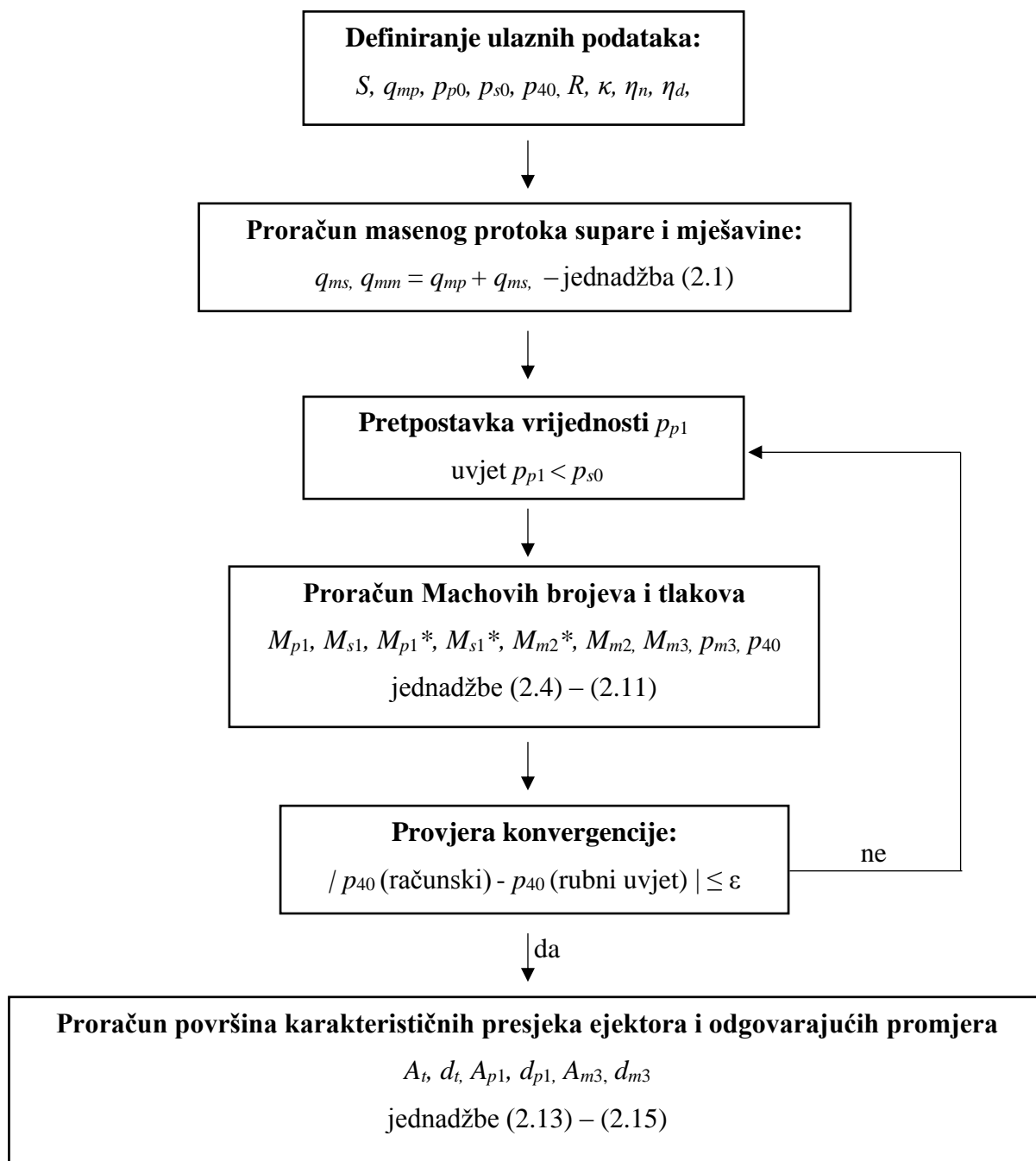
$$\eta_d = 0,85 \quad (3.20)$$

Ovdje treba napomenuti da je u nastavku rada dana analiza utjecaja promjene izentropskog stupnja djelovanja mlaznice  $\eta_n$ .

U proračun se ulazi s iskustvenom vrijednosti stupnja upijanja  $S = 1$ .

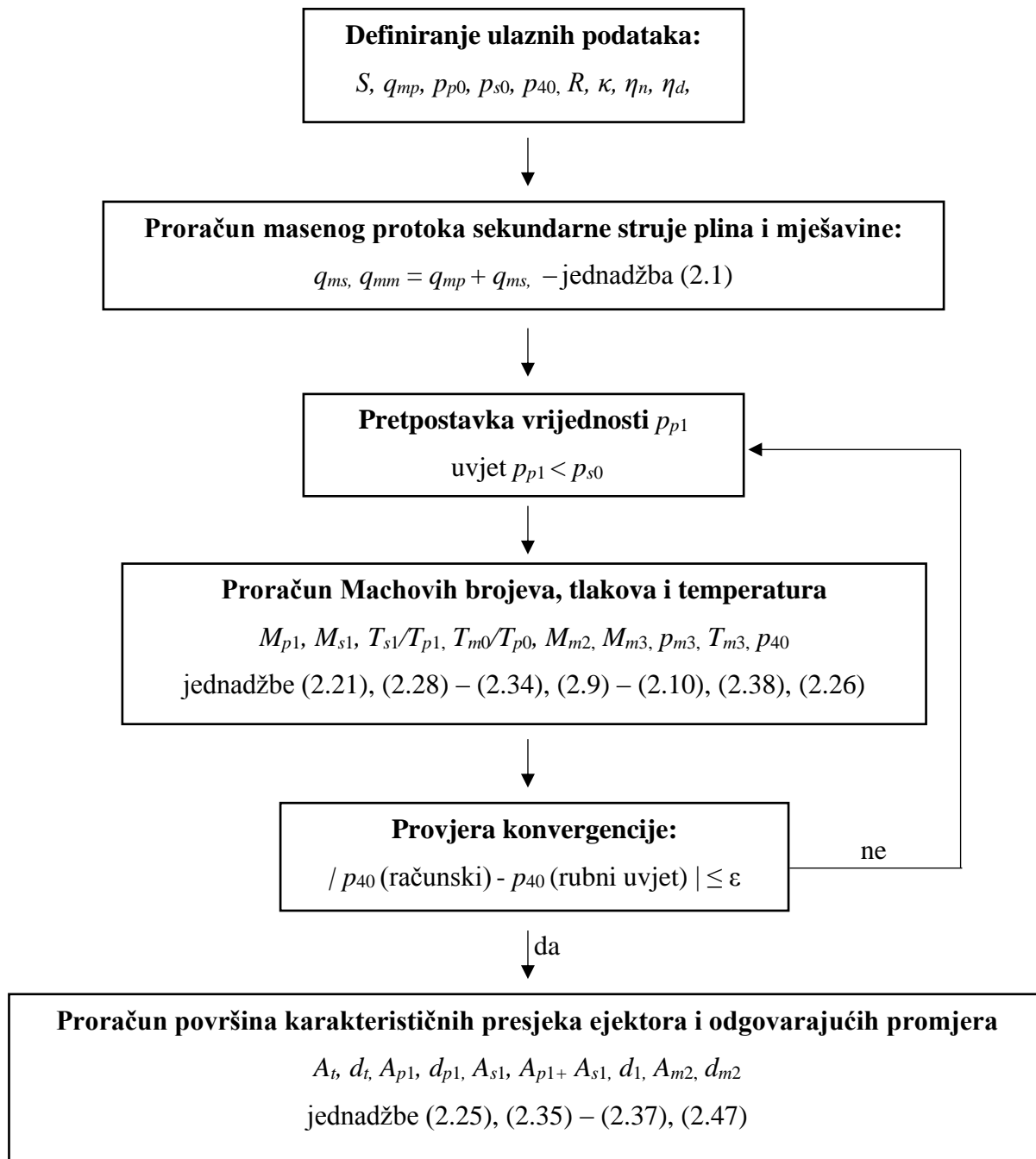
### 3.2.3. Postupak provođenja proračuna

Postupak provođenja proračuna 1) prikazan je u nastavku u dijagramu toka. [Slika 14]

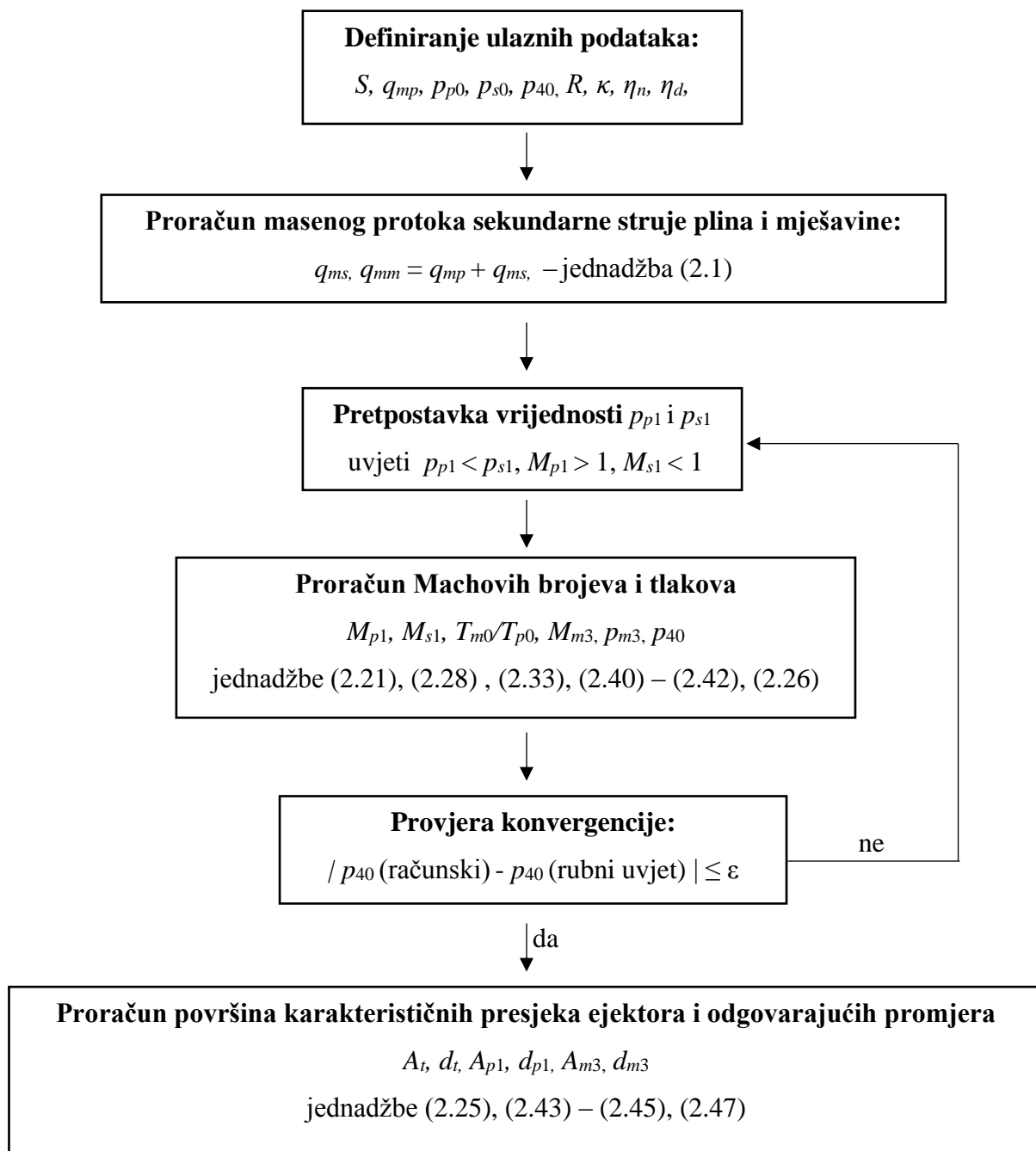


Slika 14. Postupak provođenja proračuna 1)

Analogno, u sljedećim dijagramima toka prikazani su postupci provođenja proračuna 2) [Slika 15] i proračuna 3) [Slika 16].



Slika 15. Postupak provođenja proračuna 2)



Slika 16. Postupak provođenja proračuna 3)

Kao što se vidi iz dijagrama toka, sva tri proračuna iterativnog su karaktera. Iteracija se završava te se usvajaju konačni rezultati za vrijednost iteracijskog parametra

$$\varepsilon = 10^{-3} \quad (3.21)$$

Kod proračuna 1) i 2) pretpostavlja se vrijednost tlaka na izlazu iz mlaznice  $p_{p1} = p_{s1} = p_1$  te se iterativnim postupkom, za poznate ulazne podatke, dolazi do egzaktnog rješenja. Kod proračuna 3) pretpostavljaju se tlakovi primarne i sekundarne struje u presjeku 1 (izlaz iz mlaznice) te on ne daje egzaktno rješenje. Međutim, kako bi se što zornije prikazala razlika između proračuna 2) i 3), tlak primarne struje na izlazu iz mlaznice odabran je tako da bude jednak tlaku u proračunu 2). Na taj način ejektori će imati jednake dimenzije de Lavalove mlaznice te će se korektnije moći usporediti geometrija komore miješanja.

Glavna razlika između proračuna 1) i 2) je u samom proračunu komore miješanja. Kao što je već spomenuto, proračun 1) izveden je za parni ejektor pa se u njemu maksimalno izbjegava korištenje zakonitosti koje vrijede za idealne plinove, ponajprije računanje temperatura preko funkcijskih veza danih jednadžbom stanja idealnog plina (1.41). Međutim, kako je već navedeno kod metodologije proračuna 1) u poglavlju 2.1., i u njega se ulazi uz pretpostavku ponašanja pare kao idealnog plina. Zbog toga će rezultati dobiveni proračunom 1) svakako odstupati od realnog stanja, dakako, manje nego rezultati dobiveni proračunom 2) koji je izveden za plinski ejektor te računa temperature u karakterističnim točkama ejektora koristeći zakonitosti idealnog plina.

### 3.2.4. Rezultati proračuna

Rezultati proračuna prikazani su tablično. Tablica 4 prikazuje usporedbu rezultata proračuna 1) i 2) koja je provedena s ciljem analize utjecaja vrste pogonskog medija (para ili idealni plin) na veličine stanja i brzine strujanja u karakterističnim presjecima ejektora.

**Tablica 4. Usporedba rezultata proračuna 1) i 2)**

	proračun 1)	proračun 2)	
$p_{p1} = p_{s1} = p_{m2}$	0,04936	0,05626	bar
$T_{p1}$	305,8	261,93	K
$M_{p1}$	3,1342	2,8951	-
$M_{s1}$	1,3967	1,2104	-
$T_{s1}$	305,8	297,04	K
$M_{m2}$	2,2061	1,9268	-
$T_{m2}$	305,8	308,78	K



$M_{m3}$	0,4895	0,5462	-
$p_{m3}$	0,2236	0,2175	bar
$T_{m3}$	335,64	370,92	K
$p_{40}$	0,25041	0,25041	bar

Za proračun 1) temperature u karakterističnim točkama određene su prema krivulji napetosti kapljevine-para iz [7].

Proračun 1) daje niži tlak miješanja struja fluida u odnosu na proračun 2)

$$p_{m2(1)} = 0,877 p_{m2(2)} \quad (3.22)$$

Niži iznos tlaka odgovara višim iznosima Machovih brojeva te time i većim brzinama strujanja primarnog i sekundarnog fluida te mješavine. Proračun 2) daje znatna odstupanja temperatura  $T_{p1}$  i  $T_{s1}$  od pripadne temperature zasićenja za dobiveni tlak. [7]

$$T'(p = 0,05626 \text{ bar}) = 308,14 \text{ K} \quad (3.23)$$

Proračun 1) daje neznatno viši tlak mješavine na ulazu u difuzor u odnosu na proračun 2)

$$p_{m3(1)} = 1,028 p_{m3(2)} \quad (3.24)$$

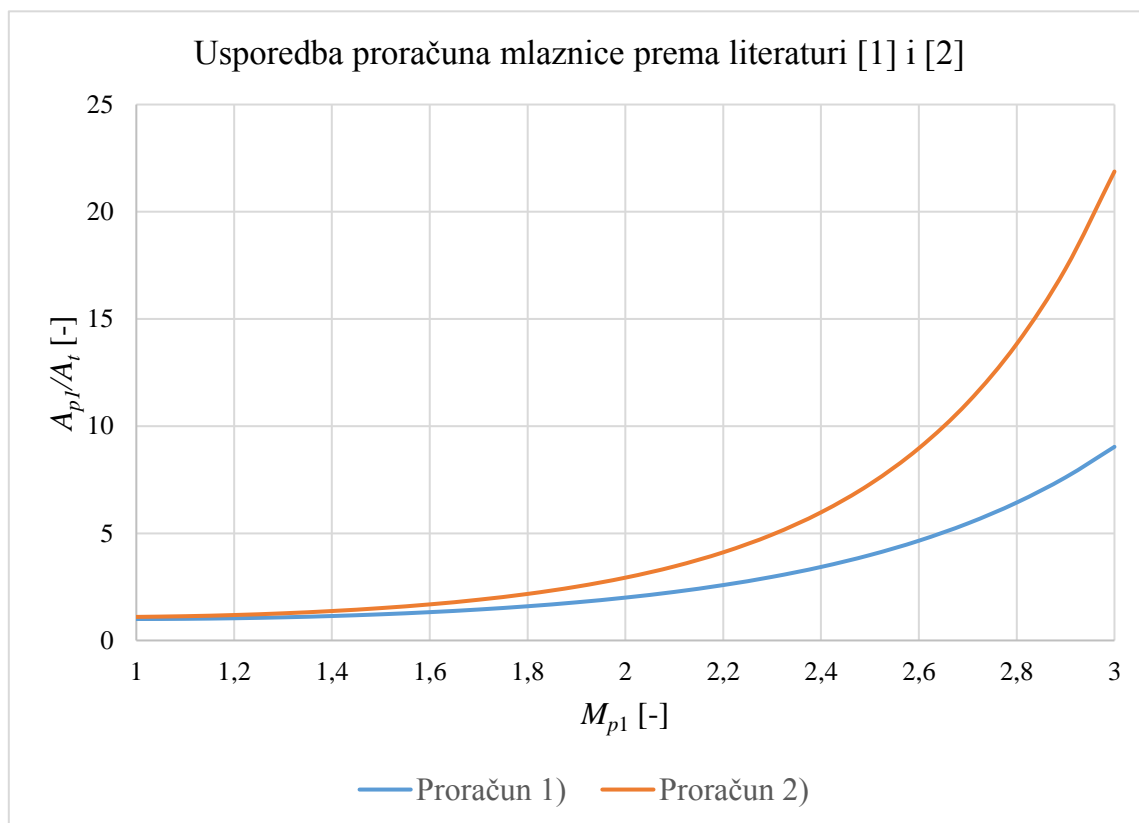
U nastavku su tablično prikazane dimenzije ejektora dobivene provedbom proračuna 1) i 2). [Tablica 5]

**Tablica 5. Dimenzije ejektora prema proračunima 1) i 2)**

	proračun 1)	proračun 2)	
$d_t$	24,82	23,84	mm
$d_{p1}$	83,91	98,70	mm
$d_{m3}$	215,27	174,19	mm

Dimenzije se razlikuju u sva 3 karakteristična presjeka. Mala razlika dimenzija grla mlaznice proizlazi iz jednadžbe (2.20) iz koje se vidi da proračun 2) zanemaruje gubitke trenja definirane izentropskim stupnjem djelovanja mlaznice  $\eta_n$  u konvergentnom dijelu mlaznice.

Razlika između dimenzija izlaznog presjeka mlaznice proizlazi iz razlike tlakova na izlazu iz mlaznice dobivenih proračunima 1) i 2) (3.22) te različite definicije izentropskog stupnja djelovanja mlaznice  $\eta_n$ . Naime, proračun 2)  $\eta_n$  definira preko jednadžbe (2.22) koja vrijedi samo za idealne plinove. Omjer površina izlaznog presjeka mlaznice te presjeka grla mlaznice u ovisnosti o Machovom broju  $M_{p1}$  prikazan je u sljedećem dijagramu. [Slika 17]



**Slika 17. Omjer površina izlaznog presjeka mlaznice i presjeka grla mlaznice**

Iz dijagrama se vidi da će do izraženije razlike između proračuna doći kod većih iznosa Machovog broja.

U sljedećim tablicama dana je usporedba rezultata proračuna 2) i 3) za plinski ejektor koja je provedena s ciljem analize utjecaja izvedbe komore miješanja na veličine stanja i brzine strujanja u karakterističnim presjecima ejektora [Tablica 6] te na same dimenzije ejektora [Tablica 7].

**Tablica 6. Usporedba rezultata proračuna 2) i 3)**

	proračun 2)	proračun 3)	
$p_{p1}$	0,05626	0,05626	bar
$p_{s1}$	0,05626	0,120016	bar
$M_{p1}$	2,895	2,895	-
$M_{s1}$	1,2104	0,2265	-
$M_{m3}$	0,5462	0,2070	-
$p_{m3}$	0,2175	0,2454	bar
$p_{40}$	0,25041	0,25041	bar

Rezultati proračuna 3) znatno se razlikuju od rezultata proračuna 2). U presjeku 1 brzina sekundarne struje plina manja je od lokalne brzine zvuka ( $M_{s1} < 1$ ). S time je i tlak sekundarne struje plina u presjeku 1 značajno veći od tlaka dobivenog proračunom 2).

$$p_{s1(3)} = 2,133 p_{s1(2)} \quad (3.25)$$

Brzina strujanja mješavine manja je od lokalne brzine zvuka ( $M_{m3} < 1$ ), pa neće doći do pojave udarnog vala. U karakterističnom presjeku 3, Machov broj dobiven proračunom 3) znatno je manji od Machovog broja nakon pojave udarnog vala dobivenog proračunom 2)

$$M_{m3(3)} = 0,379 M_{m3(2)} \quad (3.26)$$

Zbog toga se promjer ejektora na dijelu s konstantnim poprečnim presjekom značajno razlikuje za pojedini način izvedbe komore miješanja – prema konstantnom tlaku, proračun 2) ili prema konstantnoj površini poprečnog presjeka, proračun 3). [Tablica 7]

**Tablica 7. Dimenzije ejektora prema proračunima 2) i 3)**

	proračun 2)	proračun 3)	
$d_t$	23,84	23,84	mm
$d_{p1}$	98,70	98,70	mm
$d_{m3}$	174,19	267,43	mm

## 4. ANALIZA RADA EJEKTORA

### 4.1. Konačne dimenzije ejektora

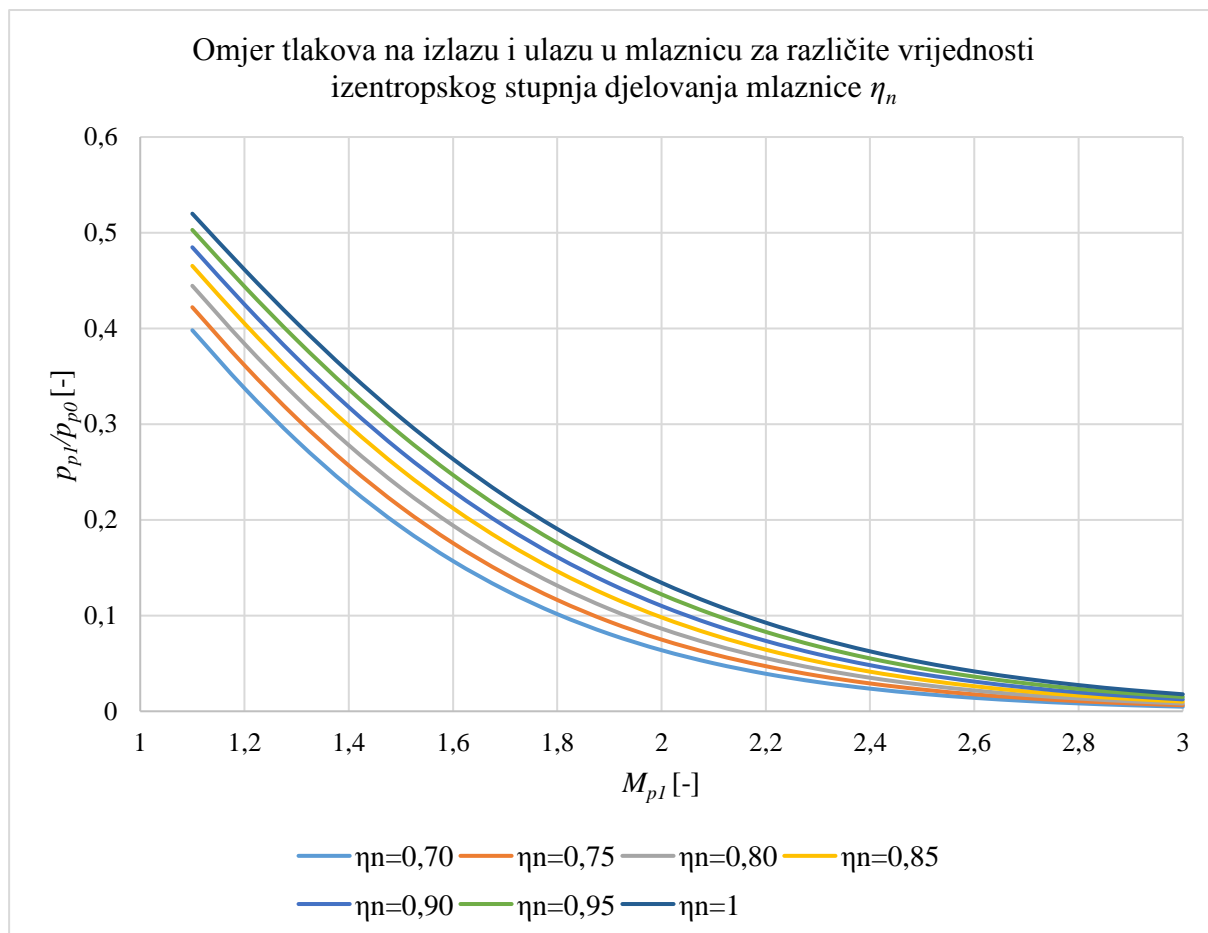
Konačne dimenzije ejektora usvojene su prema proračunu 1). Unatoč svojim nedostacima, proračun 1) svakako daje bolje rezultate od proračuna 2) i 3), pošto su oni primarno primjenjivi za analizu plinskih ejektora. Uz izračunate površine karakterističnih presjeka ejektora te odgovarajuće karakteristične promjere u poglavlju 3.2.4., u nastavku su dane duljine pojedinih sekcija ejektora. [Tablica 8]. Kod proračuna duljina difuzora i mlaznice koriste se jednadžbe (2.47) – (2.51). Ostale karakteristične duljine sekcija ejektora određene su iskustveno i konstrukcijski. Površine ulaznih presjeka u ejektor  $A_{p0}$  i  $A_{s0}$  računamo sa pretpostavljenim brzinama strujanja na ulazu u ejektor.

**Tablica 8. Konačne dimenzije ejektora**

	proračun 1)	
$d_t$	24,8	mm
$d_{p1}$	83,9	mm
$d_{m3}$	215,3	mm
$d_{40}$	570,5	mm
$L_n$	210	mm
$L_{uk}$	660	mm
$L_{km}$	320	mm
$L_A$	695	mm
$L_d$	1450	mm

### 4.2. Analiza utjecaja promjene izentropskog stupnja djelovanja mlaznice $\eta_n$

Prema jednadžbi (3.19) usvojena je prosječna vrijednost izentropskog stupnja djelovanja mlaznice  $\eta_n = 0,85$ . U nastavku slijedi kratka analiza utjecaja promjene  $\eta_n$  u rasponu vrijednosti 0,7 – 1. Analiza je provedena za odabrani proračun ejektora prema literaturi [1]. Iz jednadžbe (2.4) može se dobiti omjer tlakova na izlazu i ulazu u mlaznicu  $p_{p1}/p_{p0}$  u ovisnosti o Machovom broju  $M_{p1}$ . [Slika 18]



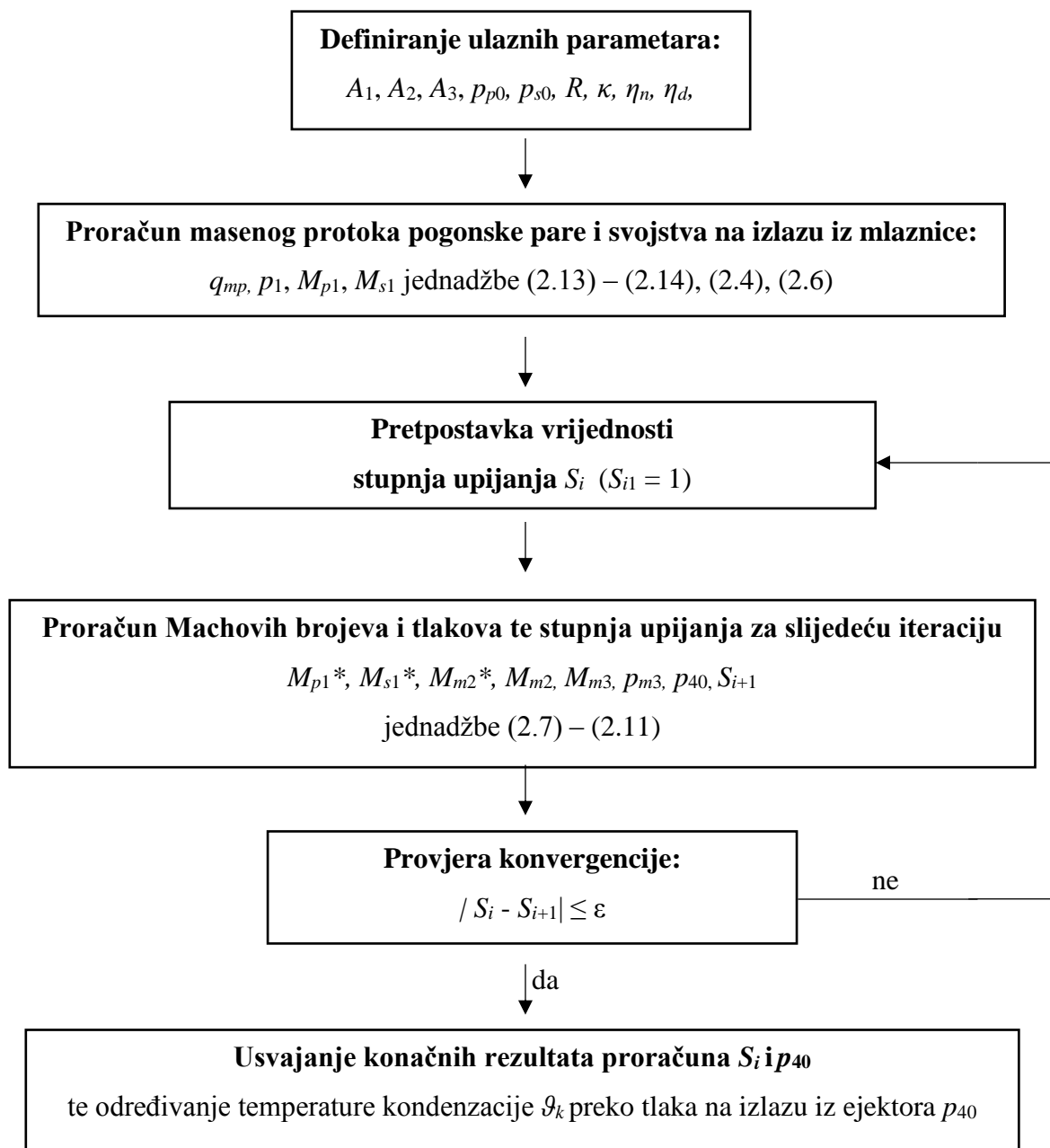
**Slika 18. Dijagramski prikaz utjecaja promjene izentropskog stupnja djelovanja mlaznice  $\eta_n$  prema proračunu 1)**

Iz dijagramskog prikaza vidi se da promjena izentropskog stupnja djelovanja mlaznice  $\eta_n$  ima značajniji utjecaj na rezultate proračuna u području manjih iznosa Machovih brojeva  $M_{p1}$  na izlazu iz mlaznice. U ovom zadatku Machov broj na izlazu iz mlaznice veći je od 3 ( $M_{p1} = 3,1342$ ) pa promjena  $\eta_n$  neće imati značajniji utjecaj na rezultate proračuna.

#### 4.3. Proračun promjene stupnja upijanja za različite temperaturne režime

Promjena stupnja upijanja za različite temperaturne režime uparivanja proračunava se za dimenzionirani ejektor na način prikazan u dijagramu toka. [Slika 19]. Promjene temperaturnih režima u narednoj analizi provodimo na dva različita načina:

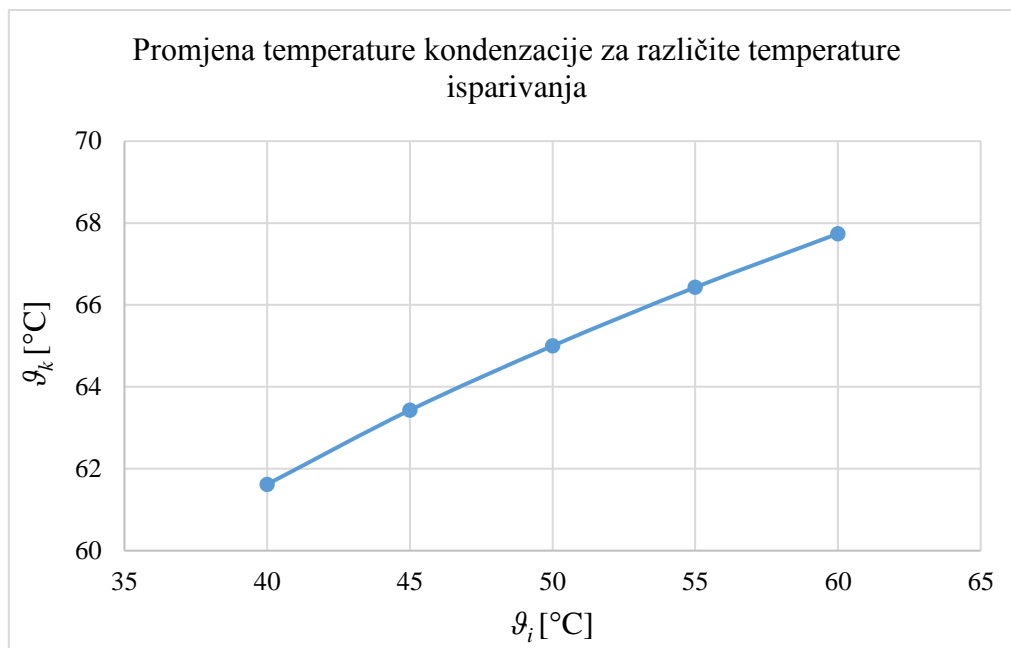
- varijacijom temperature isparivanja – kompresijskog omjera  $Cr$
- varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare – ekspanzijskog omjera  $Er$ , uz konstantnu temperaturu isparivanja



Slika 19. Postupak provođenja proračuna promjene  $S$  za različite temperaturne režime

#### 4.3.1. Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja

Prvi način promjene temperaturnog režima uparivanja je varijacija temperature isparivanja  $\vartheta_i$  uz konstantno ulazno stanje pogonske pare. [Slika 20]



**Slika 20.** Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja

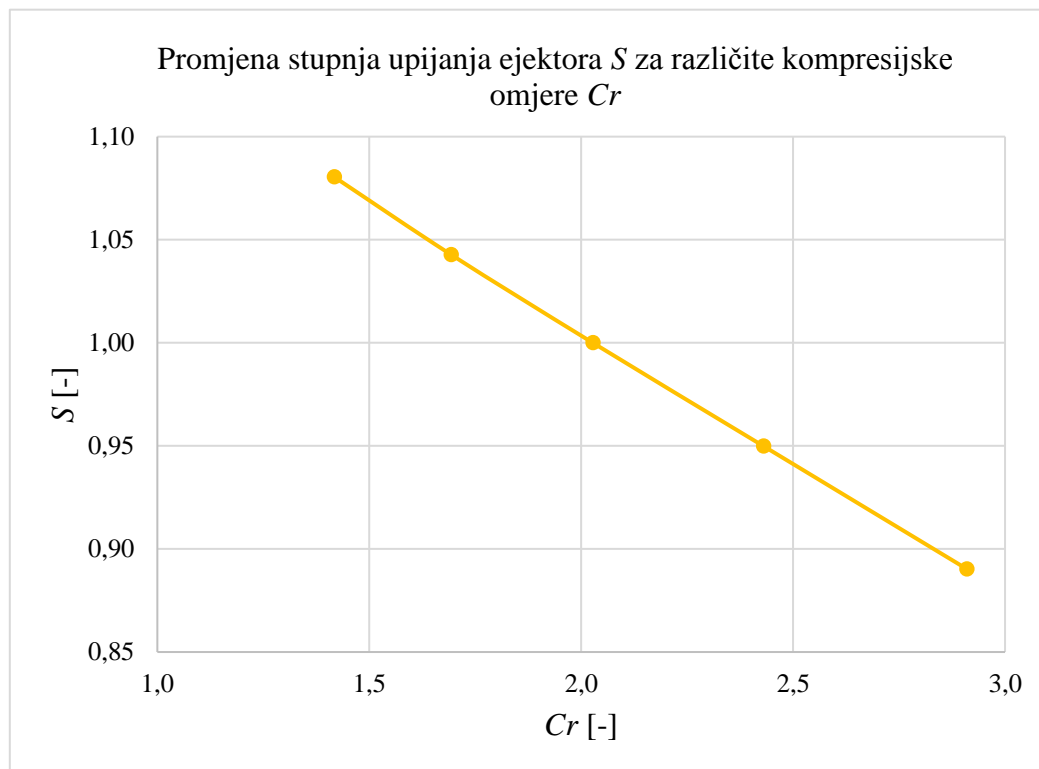
Dobiveni temperaturni režimi prikazani su u sljedećoj tablici [Tablica 9]

**Tablica 9.** Promjena temperaturnog režima varijacijom temperature isparivanja

Temperaturni režim	$\theta_i$ [°C]	$\theta_k$ [°C]	$\Delta\theta$ [°C]	$p_{p0}$ [bar]
1)	40	61,62	21,62	6
2)	45	63,43	18,43	6
3)	50	65	15	6
4)	55	66,43	11,43	6
5)	60	67,74	7,64	6

Razlika temperatura kondenzacije i isparivanja  $\Delta\theta$  povećava se povećanjem temperature isparivanja. Dakako, temperatura kondenzacije također raste povećanjem temperature isparivanja.

Za dobivene temperaturne režime prikazana je promjena stupnja upijanja ejektora  $S$  u ovisnosti o kompresijskom omjeru  $Cr$  definiranom prema jednadžbi (2.1). [Slika 21]



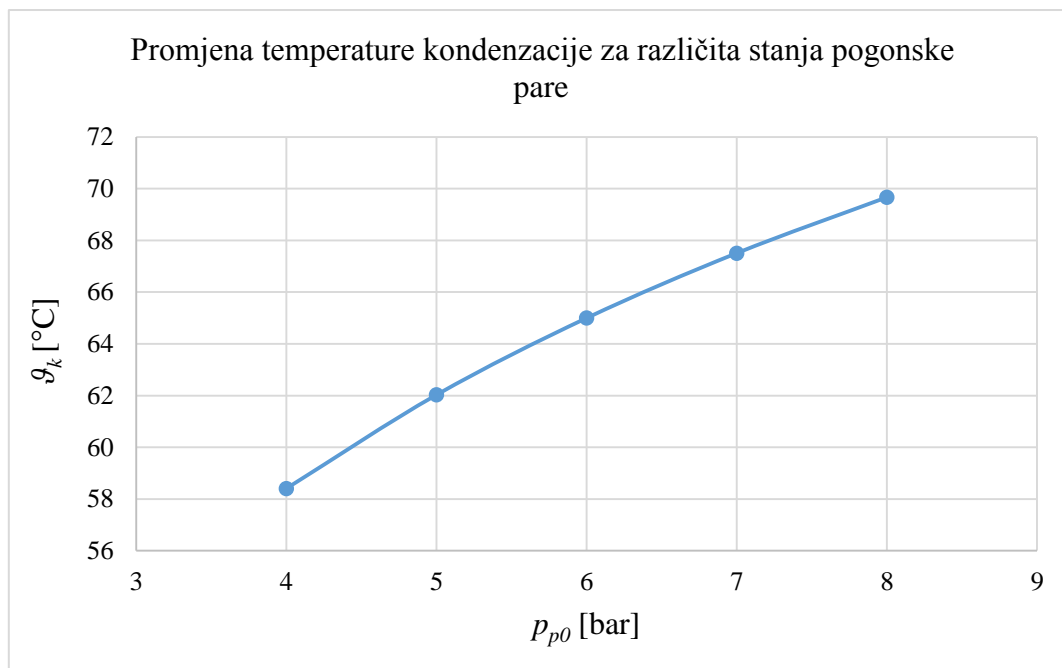
**Slika 21.** Ovisnost stupnja upijanja ejektora  $S$  o kompresijskom omjeru  $Cr$

Iz dijagramskog prikaza vidi se da stupanj upijanja ejektora  $S$  pada približno linearno s porastom kompresijskog omjera  $Cr$ . Kompresijski omjer  $Cr$  predstavlja omjer tlaka kondenzacije  $p_k$  i tlaka isparivanja  $p_i$ .

#### **4.3.2. Promjena temperaturnog režima varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare**

Drugi način promjene temperaturnog režima uparivanja je varijacija ulaznog tlaka pogonske pare  $p_{p0}$  uz konstantnu temperaturu isparivanja  $\vartheta_i$ . [Slika 22]





**Slika 22.** Promjena temperaturnog režima varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare

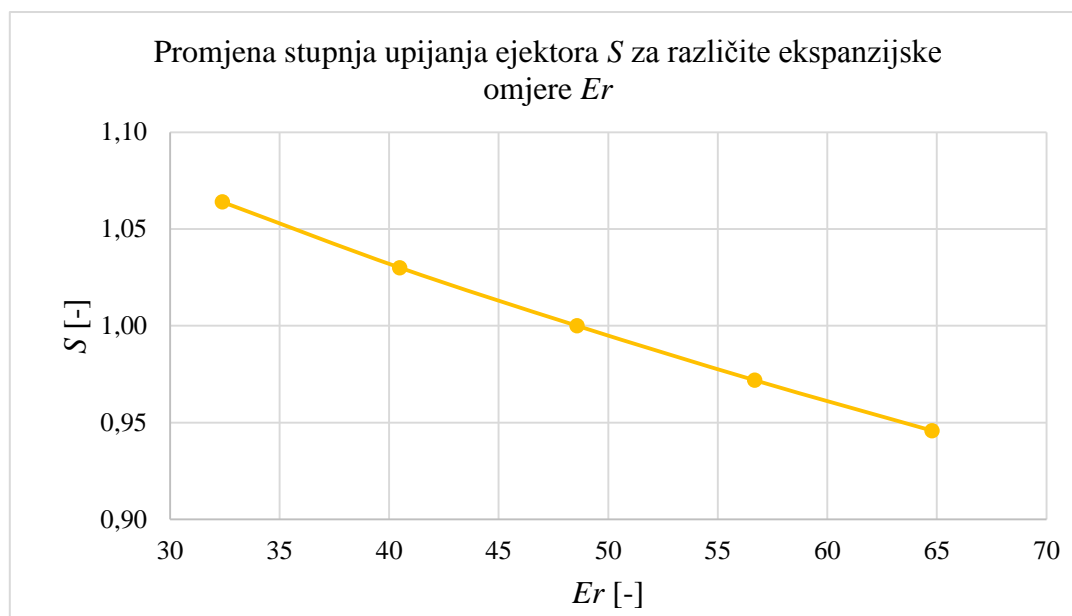
Dobiveni temperaturni režimi prikazani su u sljedećoj tablici [Tablica 10]

**Tablica 10.** Promjena temperaturnog režima varijacijom ulaznog tlaka pogonske pare

Temperaturni režim	$g_i$ [°C]	$g_k$ [°C]	$\Delta g$ [°C]	$p_{p0}$ [bar]
6)	50	58,41	8,41	4
7)	50	62,03	12,03	5
3)	50	65	15	6
8)	50	67,51	17,51	7
9)	50	69,67	19,67	8

Razlika temperatura kondenzacije i isparivanja  $\Delta g$  povećava se povećanjem ulaznog tlaka pogonske pare. Dakako, temperatura kondenzacije također raste povećanjem ulaznog tlaka pogonske pare.

Za dobivene temperaturne režime prikazana je promjena stupnja upijanja ejektora  $S$  u ovisnosti o ekspanzijskom omjeru  $Er$  definiranom prema jednadžbi (2.2). [Slika 23]



**Slika 23.** Ovisnost stupnja upijanja ejektora  $S$  o ekspanzijskom omjeru  $Er$

Iz dijagramskog prikaza vidi se da stupanj upijanja ejektora  $S$  pada približno linearno s porastom ekspanzijskog omjera  $Er$ . Ekspanzijski omjer  $Er$  predstavlja omjer tlaka pogonske pare na ulazu u ejektor  $p_{p0}$  i tlaka supare  $p_{s0}$ .

## 5. ZAKLJUČAK

U radu je opisana primjena ejektora u jednostupanjskom uparivaču mlijeka za proizvodnju jogurta kao i teorijska podloga principa rada ejektora. Ejektor se sastoji od četiri glavna dijela – konvergentno-divergentne de Lavalove mlaznice, usisne komore, komore miješanja i difuzora. Provedena su i detaljno analizirana tri različita tipa proračuna ejektora prema literaturi [1] i [2]. Prema literaturi [1] proveden je proračun parnog ejektora – proračun 1), dok je prema literaturi [2] analiziran plinski ejektor – proračuni 2) i 3).

Pošto su proračuni prema literaturi [2] izvedeni za idealne plinove, kao osnova ovog rada, usvojen je proračun 1), dok proračuni 2) i 3) služe za usporedbu dobivenih rezultata. Međutim, svakako valja napomenuti da se i u proračun 1) ulazi s pretpostavkom ponašanja pare kao idealnog plina, izbjegavajući (gdje se to može) korištenje zakonitosti idealnog plina. Zbog toga će i rezultati dobiveni proračunom 1) svakako odstupati od realnog stanja u ejektoru.

Postoje dva osnovna pristupa analizi ejektora - model miješanja struja primarnog i sekundarnog fluida pri konstantnom tlaku – proračuni 1) i 2) te model miješanja pri konstantnoj površini poprečnog presjeka – proračun 3). Usporedba rezultata proračuna 2) i 3) za plinski ejektor provedena je s ciljem analize utjecaja izvedbe komore miješanja na veličine stanja i brzine strujanja u karakterističnim presjecima ejektora te na same dimenzije ejektora.

Usporedba rezultata proračuna 1) i 2) provedena je s ciljem analize utjecaja vrste pogonskog medija (para ili idealni plin) na veličine stanja i brzine strujanja u karakterističnim presjecima ejektora.

Prema proračunu 1) dimenzioniran je ejektor za postojeću uparnu stanicu. Za tako dimenzionirani ejektor, provedena je analiza promjene stupnja upijanja  $S$  za različite temperaturne režime uparivanja. Dijagramski prikaz ovisnosti promjene stupnja upijanja  $S$  o kompresijskom i ekspanzijskom omjeru  $Cr$  i  $Er$  pokazao je da stupanj upijanja ejektora pada s porastom kompresijskog i ekspanzijskog omjera.

## **LITERATURA**

- [1] El-Dessouky H, Ettouney H, Alatiqi I, Al-Nuwaibit G – Evaluation of steam jet ejectors, Chemical Engineering and Processing 41 (2002), str. 551–561
- [2] Liao C - Gas ejector modeling for design and analysis, Texas A&M University, 2008
- [3] Andrassy M – Toplinske operacije, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb
- [4] Bošnjaković F – Nauka o toplini – II. dio, Tehnička knjiga Zagreb, 1976.
- [5] Halasz B, Galović A, Boras I – Toplinske tablice, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb, 2013
- [6] [https://www.engineeringtoolbox.com/specific-heat-fluids-d\\_151.html](https://www.engineeringtoolbox.com/specific-heat-fluids-d_151.html)
- [7] Holmgren M – X Steam Tables, according to IAPWS IF-97, Excell add-in
- [8] ISO 4126-1:1998

## **PRILOZI**

- I. CD-R disc
- II. Tehnička dokumentacija